

Die

PHYSIK

auf

Grundlage der Erfahrung

von

Dr. Alb. Mousson,

Professor an der schweizerischen polytechnischen Schule.

Zweite Abtheilung: Physik des Aethers.

Die Lehren von der Wärme und vom Lichte.

Mit vielen gravirten Abbildungen.

Zürich,

Druck und Verlag von Friedrich Schulthess.

1860.

Handwritten red stamp: 1860. 10. 10.

PHYSIK

Grundlage der Erfahrung

Dr. A. H. Meyer

Zweite Auflage, Leipzig, 1884.

Die Lehre von der Wärme und vom Licht.

Verlag

Leipzig, 1884.

186

Inhalt.

Theil II. Physik des Aethers.

	Nro.	Seite
Einleitung	354—357	3

Buch I. — Lehre von der Wärme.

Allgemeine Bemerkungen	358—363	9
----------------------------------	---------	---

Abschnitt I. Wirkungen der Wärme.

A. Ohne Aenderung der Aggregatform.

Cap. 1. Die Abstossung der Wärme	364—367	13
Cap. 2. Ausdehnung der festen Körper	368—375	15
Cap. 3. Ausdehnung der Flüssigkeiten	376—381	21
Cap. 4. Ausdehnung der Gase	382—386	27
Cap. 5. Thermometrie	387—394	32
Cap. 6. Die Messung der Wärme	395—400	40
Cap. 7. Specifische Wärme der festen und flüssigen Körper	401—407	45
Cap. 8. Specifische Wärme der Gase	408—416	51
Cap. 9. Wärme und mechanische Arbeit bei Gasen	417—424	58
Cap. 10. Wärme und mechanische Arbeit bei festen und flüssigen Körpern	425—430	64

B Mit Aenderung der Aggregatform.

Cap. 1. Der Vorgang der Schmelzung	431—437	70
Cap. 2. Die Schmelzungswärme	438—444	75
Cap. 3. Der Druck der Sättigung	445—453	79
Cap. 4. Volumen und Dichte der Dämpfe	454—461	87
Cap. 5. Entwicklung und Verdichtung der Dämpfe	462—472	93
Cap. 6. Die Verdampfungswärme	473—478	103
Cap. 7. Hygrometrie	479—484	109
Cap. 8. Thermodynamische Maschinen	485—492	115
Cap. 9. Wärme der schwachen chemischen Wirkungen	493—501	124
Cap. 10. Die Verbrennungswärme	502—508	133

Abschnitt II. Bewegung der Wärme.

A. Die Leitung der Wärme.

Cap. 1. Das Leitungsvermögen	510—517	142
Cap. 2. Weitere Thatfachen und Folgerungen	518—525	148
Cap. 3. Wärmemittheilung in Flüssigkeiten	526—528	154

B. Die Stralung der Wärme.

Cap. 1. Allgemeine Thatfachen	529—533	157
Cap. 2. Durchstralung und Absorption	534—541	161
Cap. 3. Richtungsänderungen der Stralen	542—548	168
Cap. 4. Das Absorptions- und Stralungsvermögen	549—556	174
Cap. 5. Die Gesetze der Erkältung	557—563	181

Buch II. — Lehre vom Licht.

	Nro.	Seite.
Allgemeine Bemerkungen	564—566	191
A. Die Erscheinungen der Fortpflanzung.		
Cap. 1. Die Richtung der Stralen	567—570	193
Cap. 2. Die Geschwindigkeit und Intensität des Lichtes	571—575	196
Cap. 3. Die Reflexion des Lichtes	576—582	201
Cap. 4. Reflexion von gekrümmten Flächen	583—590	207
Cap. 5. Die Brechung des Lichtes	591—599	213
Cap. 6. Die Brechung der Linsen	600—610	220
Cap. 7. Die Zerstreuung des Lichtes	611—618	231
Cap. 8. Optische Erscheinungen der Atmosphäre	619—626	238
Cap. 9. Die optischen Instrumente	627—637	246
Cap. 10. Das Auge	638—649	258
B. Die Zusammensetzung des Lichtes		
Cap. 1. Die Theorie des Lichtes	650—656	271
Cap. 2. Die einfachen Interferenzerscheinungen	657—662	278
Cap. 3. Die Interferenzerscheinungen der Platten	663—668	283
Cap. 4. Die Beugungerscheinungen	669—678	288
Cap. 5. Die Grundlagen der Theorie	679—686	297
Cap. 6. Die Linien des Spectrums	687—695	305
Cap. 7. Die Absorption des Lichtes	696—700	314
Cap. 8. Wärme und Fluorescenz des Spectrums	701—707	318
Cap. 9. Die chemischen Wirkungen des Lichtes	708—716	324
Rückblick	717—718	334
C. Polarisation und doppelte Brechung		
Cap. 1. Grunderscheinungen der Polarisation	719—723	337
Cap. 2. Die Theorie der Polarisation	724—733	341
Cap. 3. Circulare und elliptische Polarisation	734—739	350
Cap. 4. Die Metallreflexion	740—746	355
Cap. 5. Die Doppelbrechung der einaxigen Krystalle	747—755	361
Cap. 6. Die Polarisation der einaxigen Krystalle	756—761	368
Cap. 7. Die Rotationspolarisation	762—767	374
Cap. 8. Die Rotation der Flüssigkeiten	768—773	379
Cap. 9. Die Doppelbrechung der zweiaxigen Krystalle	774—782	385
Cap. 10. Polarisation und weitere Erscheinungen	783—791	392
Cap. 11. Die Interferenz der Doppelbrechung	792—798	401
Cap. 12. Die isochromatischen Linien	799—807	408
Cap. 13. Einige ergänzende Erscheinungen	808—812	416

Theil II.

Physik des Aethers.

Einleitung.

354. Charakter der Erscheinungen. — Die bisher erläuterten Erscheinungen eigneten sich vorzüglich, die Wirkungsweise jener anziehenden Kraft aufzuklären, die man als Eigenthum der Materie zu betrachten hat. Auf grössere Entfernung wirkend, nannten wir sie *Schwere* oder *Gravitation* (90), bei anscheinender Berührung wirkend, *Cohäsionskraft* (191). Während das Grundgesetz der *Schwere*, Dank der Messbarkeit der Entfernungen, vollständig ermittelt war und in der Newtonschen Anziehung seinen einfachen Ausdruck fand, entzog sich dasjenige der *Cohäsionskraft* aus dreifachem Grunde bisher aller genauen Bestimmung: 1) weil die Entfernungen der wirkenden Theile keine Messungen mehr zulassen, 2) weil desshalb die beobachteten Wirkungen nie der Ausfluss einer einfachen Kraft, sondern der Resultirenden zahlloser ungleicher Kräfte sind, 3) endlich weil die *Cohäsionskraft* stets im Conflict mit einer andern, direkt ebenso unerreichbaren *Abstossung* auftritt, welche, der Anziehung entgegenwirkend, den jedesmaligen Zustand des Körpers mitbedingt.

Wie früher schon angedeutet wurde (192), scheint diese letztere Kraft von ganz anderer Natur als die erstere zu sein und mit dem *Wärmeszustand* des Körpers in inniger Beziehung zu stehen. Die Erscheinungen der *Wärme* gehören aber, wie diejenigen des *Lichtes* und der *Electricität*, in ein zweites sehr ausgedehntes Gebiet der Physik, dessen Ursachen, obgleich in und mit der Materie wirkend, dennoch nicht nothwendig an sie gebunden erscheinen. Jene drei Agentien können den Körpern gegeben und genommen werden, können von den einen auf die andern übergehen, in, an und aus ihnen wirken, dieselben in eigenthümliche Wechselbeziehungen bringen, endlich aus materiellen Veränderungen hervorgehen und hinwieder mit solchen verschwinden. Dabei scheinen diese Agentien nur in so fern unserer Wahrnehmung anheim zu fallen, als sie, sei es direkt, sei es indirekt, durch Wirkung auf andere Körper, unsere materiellen Sinnesorgane affiziren.

355. Unterschied von der Materie. — Von der greifbaren Materie müssen sich diese Agentien wesentlich unterscheiden. Wie noch speciell erläutert werden wird, sind sie 1) *gewichtlos*, ändern durch ihre Gegenwart oder Abwesenheit die *Schwere* eines Körpers auf keine irgend merkbare Weise; sie sind 2) *unsperrbar*, d. h. lassen sich nicht, wie selbst die dünnsten und leichtesten Gase, vollständig abschliessen, sondern durchdringen mehr oder weniger leicht auch die homogensten und dichtesten Körper, wie Glas und Metall; endlich sind sie 3) für den Bereich unserer Versuche wenigstens, in so fern als unbe-

grenzt zu betrachten, als man bei keinem Körper noch eine Grenze der Erfüllung oder Entleerung erreicht hat, wiewohl die zu einer bestimmten materiellen Veränderung erforderliche Menge als etwas Begrenztes und Bestimmbares erscheint.

So wenig das Ohr für sich allein über das Wesen des Schalles Aufschluss gewährt, so wenig ist diess für das Auge mit Rücksicht auf das Licht, für die Hautempfindung mit Rücksicht auf Wärme der Fall. Nichtsdestoweniger trachtet der menschliche Geist nach Erklärung der von Licht und Wärme abhängigen Erscheinungen und sucht aus dem Umkreise der nachweisbaren Vorgänge bestimmte Vorstellungen über die Natur der ihm entzogenen abzuleiten. So haben denn über das wahre Wesen der unwägbaren Agentien zwei Theorien sich geltend gemacht: 1) die Annahme, dass Wärme, Licht, Electricität eigenthümliche Stoffe oder Fluiden seien, welche sich mit den Körpern innig, gleichsam chemisch, verbinden und von ihnen trennen, von dem einen zum andern überströmen, mit ungeheurer Geschwindigkeit den Raum durchdringen, mit eigenthümlichen Kräften wirken können u. s. f.; 2) die auf Analogie mit dem Schall gegründete Ansicht, dass man es hier meistens nicht mit fortgeführten Stoffen, sondern mit Bewegungen, namentlich mit unendlich kleinen Schwingungen zu thun habe, die nach dynamischen Gesetzen theils sich fortpflanzen und ausbreiten, theils den stehenden Wellen analog (147, 304) in den Körpern verharren können. Diese letztere Theorie, welche von jenen negativen Eigenschaften der Gewichtlosigkeit, Unsperrbarkeit und Unbegrenztheit unmittelbar Rechenschaft giebt, setzt aber zur Erklärung des Durchganges von Licht, Wärme, Electricität durch das Vacuum, wo keine materiellen Theile sind, das Dasein eines eigenen, allverbreiteten und Alles durchdringenden Mediums, des Aethers, voraus, in welchem die Bewegungen vor sich gehen und von dem aus die materiellen Theile mitergriffen werden.

Wie man sieht, bedürfen beide Theorien hypothetischer Materien, die eine der fortgeführten Fluiden, die andere des in Bewegung gesetzten Aethers. Die Anwendung der einen und andern stösst noch auf mancherlei Schwierigkeiten, indess entfaltet die zweite einen ungleich viel grössern Reichthum naturgemässer Folgerungen und gewinnt daher von Tag zu Tag über erstere Boden.

356. Beziehung von Aether und Materie. — Ueber die Art und Weise, wie Aether und Materie neben einander bestehen, sind von Ampère und Poisson einfache Grundsätze aufgestellt worden, welche den meisten neuern Erklärungen zum Ausgangspunkte dienen. Der atomistischen Ansicht gemäss (20), der einzig befriedigenden, denkt man sich 1) die materiellen Theile in relativ sehr grossen (wenn auch noch unmessbaren) Entfernungen und durch eine von der Entfernung abhängige Anziehung (Gravitation und Cohäsion) auf einander wirkend; 2) durch die Zwischenräume der Materie verbreitet sich dann, in direktem Zusammenhang mit dem äussern Raum, der unendlich feine Aether, zwischen dessen Theilchen eine nach Ausgleichung strebende Abstossung wirkt; 3) endlich denkt man sich die Theile der Ma-

terie und des Aethers durch Anziehung auf einander wirkend, was zur Folge hat, dass sich der letztere, wie im Grossen der Luftkreis um die Erde unter dem Einfluss der Schwere, um die materiellen Theile in Atmosphären sammelt, welche, mit einer von innen nach aussen abnehmenden Dichte, dieselben begleiten, mit ihnen gleichsam ein individuelles Ganzes bilden. Die Kräfte zwischen zwei getrennten materiellen Theilen werden so dreifacher Art sein: 1) die Anziehung der materiellen Theile selbst, 2) die Anziehung des einen materiellen Theilchens auf die Atmosphäre des andern, 3) die mittelbare oder unmittelbare Abstossung ihrer beiden Atmosphären.

Kommen verschiedene materielle Atome in eine so nahe Beziehung zu einander, dass neben ihren individuellen Atmosphären — das Hinderniss gegen eine vollständige Berührung — eine mehr oder weniger starke gemeinsame Aether-Atmosphäre sich bildet, so erhält man zusammengesetzte oder Gesammatome, die andern ähnlichen gegenüber wieder als Individuen (Dynamide v. Redtenbacher) auftreten können. Dadurch erhält man die einfachste Vorstellung von dem Wesen einer chemischen Verbindung, sowie jener Atomgruppen, auf welche (244) die Betrachtung der Krystallerscheinungen geführt haben.

357. Verschiedene Aethererscheinungen. — Durch diese Theorie wird für eine grosse Reihe von Erscheinungen Spielraum gewonnen, doch müssen diejenigen unserer Beobachtung vollständig entgehen, welche die materiellen Theilchen, wozu unzweifelhaft unsere Sinnesorgane zu rechnen sind, nicht bemerklich affiziren. A priori beurtheilt, sieht man die Möglichkeit dreier von der Aetherbewegung abhängigen Classen von Erscheinungen ein. 1) Schwingungen, möglicher Weise auch andere Bewegungen, welche die materiellen Theile durch und mit dem Aether annehmen, und wodurch natürlich die Aggregation betroffen werden kann; 2) Bewegungen, die sich im freien und zwischen den Atom-Atmosphären fortsetzenden Aether fortpflanzen und nur dadurch bemerkbar werden, dass sie zuletzt auf materielle Theile von Körpern oder unserer Organe wirken; 3) Erscheinungen des Aetherüberganges von einer Atmosphäre auf die andere, sei es, dass dabei die materiellen Atome unverändert bleiben, oder dass sie, in Folge chemischer Prozesse, sich in Theilatome trennen, zu Gesammatomen vereinigen oder auch nur im Umfang eines Gesammatoms anders ordnen.

Solche hypothetische Betrachtungen wären allerdings ein müssiges Spiel, würden sie nicht bereits durch zahlreiche Gründe der Wahrscheinlichkeit unterstützt. Namentlich entsprechen jene drei Classen von Erscheinungen im Wesentlichen den drei Hauptgebieten des zweiten Theiles der Physik, auf welche die Erfahrung, mit Hülfe ihrer einfachsten Beobachtungsmittel, schon früh geführt hat, nämlich den Lehren 1) der Wärme, 2) des Lichtes, 3) der Electricität. So weit auf diesen drei Gebieten die rein auf Thatsachen gegründeten Specialtheorien reichen, schliessen sie sich mehr und mehr den obigen Vorstellungen an, und umgekehrt haben die letztern den Blick auf manche Vorgänge und Beziehungen gelenkt, welche die Beobachtung später bestätigte. Nichtsdestoweniger fehlt es der Aethertheorie gegenwärtig noch an einer

hinlänglichen Vollendung, um nicht nur allgemeine Gesichtspunkte, sondern einen sichern Faden durch das Labyrinth der zahllosen hiehergehörenden Erscheinungen zu liefern und man ist daher genöthigt, sie beim Studium zu verlassen und den auf dem ganzen Felde der Naturforschung sichersten Weg der Beobachtung einzuschlagen, einen Weg, der nur mühsam und langsam, aber sicher und überzeugend dem entfernten Ziele vollständiger Einsicht entgegenführt.

I. Buch.

Lehre von der Wärme.

Allgemeine Bemerkungen.

358. Die Empfindung der Wärme. — Unsere Kenntnisse über die Wärme beginnen mit der Empfindung von Wärme und Kälte, welche wir bei Berührung oder in der Nähe anderer Körper erhalten. Diese Empfindung, die sich weiter nicht definiren lässt, ist nicht wie die Wahrnehmung des Schalles oder Lichtes an ein einzelnes Organ gebunden, sondern scheint allen Körpertheilen zuzukommen, welche der Erkennung mechanischer oder chemischer Eindrücke fähig sind, und reicht somit auch bis zu den niedersten Thierclassen hinab. Wahrnehmungen von solcher Allgemeinheit fehlt in der Regel Reinheit und Schärfe.

Auf unser Urtheil über Wärme und Kälte wirken manche subjectiven Bedingungen ein und machen es unsicher. Jeder Gegensatz erhöht die Empfindung: daher z. B. fühlt sich laues Wasser warm an, wenn die Hand vorher in kaltes, kalt, wenn sie vorher in heisses tauchte. Jede andauernde nicht zu heftige Einwirkung bringt eine Angewöhnung, eine Abstumpfung hervor. Wir gewöhnen uns an Sommerwärme und Winterkälte und finden in Folge dessen das Wasser einer gleichen Quelle, die Luft eines gleichen Kellers bald kälter, bald wärmer.

Endlich haben die Gesundheit, die Thätigkeit des Körpers, selbst unsere Gemüthsverfassung Einfluss auf unser Urtheil, sei es, dass dadurch Einwirkungen auf unsere Nerven geweckt werden, ähnlich wie von warmen und kalten Körpern, sei es, dass unsere Reizbarkeit wirklich veränderlich ist oder dass unser Geist, von andern Eindrücken in Anspruch genommen, der Wärmeempfindung weniger achtet. Welchen Einfluss einerseits Bewegung, die Verdauung, krankhafte Zustände, anderseits Trauer und Freude, Angst und Schrecken, Langeweile und Ungeduld auf unsere Empfänglichkeit äussern, ist bekannt genug.

359. Mittheilung der Wärme. — Andere Körper unter die gleichen Umstände gebracht, unter denen wir Wärme und Kälte empfinden, erleiden gleichfalls bestimmte, freilich oft geringe Veränderungen, in der Hitze eine Vergrösserung, in der Kälte eine Verkleinerung ihres Volumens (19). Vielleicht rührt selbst unsere Empfindung von ähnlichen Ausdehnungen und Zusammenziehungen in den letzten Nervenendigungen her. Jedenfalls ist man berechtigt, beide Wirkungen, da sie stets unter gleichen Umständen eintreten, einer nämlichen Ursache zuzuschreiben, die wir Wärme heissen.

Da ein für unsere Wahrnehmung heisser Körper einen kältern erwärmen kann und dabei kälter wird, so ist die Wärme etwas von der Materie Trennbares, von einem Körper dem andern Mittheilbares. Erwärmung und Erkältung sind eine Aufnahme und Abgabe von Wärme, veranlasst durch einen relativen Mangel oder Uebermaass. Der Gewinn und Verlust von Seiten unseres Organes spricht sich als Wärme- und Kälteempfindung aus. Findet zwischen unserem Organe und einem Körper keine Mittheilung von Wärme statt, so entgeht er, mit Rücksicht auf Wärme, unserer Wahrnehmung; allein als Beweis, dass er noch Wärme besitzt, sehen wir ihn noch auf andere kältere Körper wirken. Zwei Körper, die sich keine Wärme geben noch nehmen, stehen in einem Wärmegleichgewicht und gelten für gleich warm.

360. Eigenschaften der Wärme. — Die früher genannten Eigenschaften der unwägbaren Agentien lassen sich bei der Wärme speciell nachweisen.

1) Die Gewichtlosigkeit. — Kalt oder warm gewogen zeigt ein chemisch unveränderter Körper keine Gewichtverschiedenheit. Wenn ältere Physiker im einen oder andern Sinne abweichende Resultate erhielten, so rührte es von ungenügenden Versuchen her. Eine geringe Erwärmung und Ausdehnung des einen Armes der Wage, eine Verdünnung der Luft in der Umgebung des heissen Körpers konnten eine scheinbare Vermehrung, — aufsteigende Luftströme über dem heissen Körper eine Verminderung des Gewichtes hervorbringen. Rumfort erkältete hermetisch geschlossene Gefässe mit Weingeist, Wasser und Quecksilber und konnte trotz der Ungleichheit der entzogenen Wärme nicht die geringste Gewichtsänderung entdecken. Tausend chemische Versuche haben übrigens erwiesen, dass die Verbindung und Trennung zweier Stoffe, obgleich von ausserordentlichen Entwicklungen und Bindungen von Wärme begleitet, keine irgendwie bemerkbare Aenderung im Gesamtgewicht derselben zur Folge habe. Wasserstoff und Sauerstoff z. B. im Verhältniss des Knallgases verbrennend, entwickeln von den höchsten bekannten Hitzgraden und geben nichtsdestoweniger ein mit ihrer Summe identisches Wassergewicht.

2) Unsperrbarkeit. — Die Wärme lässt sich auf keine Weise abschliessen, sie durchdringt, freilich mit ungleicher Leichtigkeit, alle Körper ohne Ausnahme. Nur dann bleibt sie in einem Körper gefangen, wenn er rings von andern mit gleicher Temperatur umgeben ist (359).

3) Unbegrenztheit. — Hält man sich an die reinen That-sachen, so gelingt es auf keine Weise, weder einen Körper ganz von Wärme zu erfüllen, noch ihn ganz zu entleeren. Die Wärme, die er enthalten kann, erscheint nach beiden Seiten als unbestimmt, als einzig abhängig von der Stärke der zur Erwärmung oder Erkältung angewandten Mittel. Die Frage nach der absoluten Kälte, d. h. nach einem Zustande völliger Leerheit an Wärme, hat daher, so vielfach sie von den Physikern behandelt wurde, noch keine direkte Lösung erhalten; es scheint aber die Möglichkeit einer solchen Grenze sowohl durch die Theorie eines Wärmestoffes (Emissionstheorie), als durch diejenige,

welche in der Wärme einen Schwingungszustand der Theilchen erblickt (Vibrationstheorie), nothwendig geboten.

361. Wärmegrad. — Da die Wärmeempfindung dazu nicht genügt (358), muss man andere Mittel suchen, den Wärmezustand der Körper, den man ihren Wärmegrad oder ihre Temperatur heisst, genau zu bestimmen. Dazu bietet die dem jeweiligen Wärmezustand entsprechende Vergrösserung des Volumens das einfachste Mittel. Die Ausdehnung eines Körpers um 1, 2, 3 Bruchtheile eines Volumens bezeichnet ebenso viele bestimmte Wärmegrade, die man durch jene Zahlen benennen kann. So gibt das Thermometer (19), von einem Körper ganz umschlossen und auf einen bleibenden Stand gelangt, die Temperatur desselben an. Feste Metalle, Quecksilber, atmosphärische Luft, dienen vorzugsweise als thermometrische Substanzen, doch betrachtet man aus später anzugebenden Gründen das Luftthermometer als das eigentliche Normalthermometer, nach welchem die Tauglichkeit anderer zur Temperaturmessung bestimmter Instrumente beurtheilt wird. Für gewöhnliche Zwecke hat das Quecksilberthermometer den Vorzug, weil es durch einen grossen Spielraum der Temperatur mit ersterem parallel geht.

362. Wärmemenge. — Ohgleich uns die ganze Wärmemenge eines Körpers direkt unbekannt ist, so gilt diess nicht mehr von derjenigen, welche zu einer bestimmten Veränderung, z. B. einer bestimmten Ausdehnung oder Temperaturerhöhung erforderlich ist. In dem Begriff der Temperatur liegt aber nichts, was für sich allein auf die Menge der aufgenommenen und abgegebenen Wärme schliessen liesse. Nur die Beobachtung kann lehren, ob den Temperaturerhöhungen von 1, 2, 3 . . Graden wirklich eine ein-, zwei-, dreifache Wärmemenge entspricht, was meist nicht der Fall ist.

Wärmemengen sind Grössen eigener Art, zu deren Messung eine Masseinheit von gleicher Art nothwendig ist. Man kann hierbei von dem bei der Bestimmung der Kräfte angenommenen Grundsatz ausgehen, sie durch die Zahl der Massen oder Gewichtseinheiten auszudrücken, denen sie eine gleiche Geschwindigkeit, hier einen gleichen Wärmegrad mitzutheilen vermögen. Wählt man als Wärmeeinheit (Calorie) die Menge Wärme, welche zur Erwärmung der Gewichtseinheit (1 Gramm oder 1 Kilogr.) Wasser von 0^0 auf 1^0 erforderlich ist, so gilt eine Wärmemenge für zwei, dreimal grösser, welche dieselbe Erwärmung in 2, 3 . . Gewichtseinheiten hervorzubringen fähig ist. Auch da wendet sich diese Einheit an, wo es sich um einen Wärmestrom, d. h. um die Wärmemenge handelt, die in einer bestimmten Zeit von einem Körper auf einen andern übergeführt wird.

363. Wärmeerscheinungen. — Die Wärmeerscheinungen theilen sich 1) in solche ein, in welchen die Wärme bleibend in den Körpern wirkt und als Bedingung ihres räumlichen Zustandes auftritt; 2) in die Erscheinungen, in denen sie sich als bewegliches mehr oder weniger unabhängiges Agens darstellt. Wir würden jene Erscheinungen die der

gebundenen, diese der freien Wärme nennen, hätte man diesen Ausdrücken nicht andere Deutungen gegeben, welche bereits der Frage über das Wesen der Wärme vorgreifen.

Bei den Erscheinungen der ersten Art hat man es besonders mit der Erwärmung der Körper und mit jener abstossenden Kraft zu thun, welche der Cohäsionskraft entgegenwirkt und mit ihr vereint die Aggregatform bestimmt. Sie schliessen sich daher natürlich an die Cohäsionserscheinungen an und dienen zur Vervollständigung und völligen Aufklärung derselben. Wir theilen sie wieder ein in

1) Erscheinungen ohne Aenderung der Aggregatform,

2) solche mit Aenderung derselben.

In beiden spielt die Wärme bald die Rolle einer Ursache materieller Veränderungen, bald umgekehrt erscheint sie als die Folge von Veränderungen, die von andern Ursachen herrühren.

Die Erscheinungen der Wärmebewegung zerfallen, je nach ihrer grössern oder geringern Abhängigkeit von der Materie in diejenigen

1) der Wärmeleitung,

2) der Wärmestrahlung,

d. h. in die Bewegung und den Uebergang der Wärme zwischen Theilen, die sich berühren und zweitens zwischen solchen, die mehr oder weniger entfernt sind.

Abschnitt I.

Wirkungen der Wärme.

A. Ohne Aenderung der Aggregatform.

1. Die Wärmeausdehnung.

Cap. 1. Die Abstossung der Wärme.

364. Zwischen festen Körpern. — Der einfachste Beweis für die durch Wärme entwickelte Molecular-Abstossung würde in der Beobachtung eines Auseinanderweichens zweier sich berührender fester Körper durch Wärme bestehen. Fresnel deutete den folgenden Versuch in diesem Sinne. Er brachte unter der Luftpumpe (damit keine Luftströmungen einwirkten) zwei Rauschgold- oder Glimmerblättchen in verticaler Stellung zur Berührung; das eine war fest, das andere am Ende einer horizontalen von dünnem Faden getragenen Magnetnadel leicht beweglich. Erwärmte man sie mit Hülfe eines Brennglases, so entfernte sich das eine vom andern auf mehrere Millimeter. Solche Wirkungen darf man indess nicht der Wärme, sondern muss sie einer electrischen oder magnetischen Veränderung zuschreiben.

Andere Thatsachen haben Addams und Baden-Powell angeführt. 1) Feine Pulverarten, z. B. chemisch dargestellte Kieselerde, gewinnen in starker Glühhitze eine ungewöhnliche, dem flüssigen Zustande gleichkommende Beweglichkeit der Theile, die sich nur durch eine vollständige Aufhebung der Reibung und Berührung erklären lässt. 2) Zwei ebene Platten von Spiegelglas entwickeln auf einander gelegt eine schöne optische Erscheinung, nämlich farbige Streifen, welche die Berührungsstellen umschlingen und von der sehr kleinen Entfernung der Platten abhängen. Durch Erwärmen ändern sich die Farben der Platten und zwar entsprechend einer Vergrößerung ihrer Entfernung. — Diese Versuche, die auch im Vacuo gelingen sollen, scheinen zu beweisen, dass die Wärme nicht nur die Adhäsion ganz aufzuheben, sondern selbst eine ungemein kleine Entfernung etwas zu vergrößern vermöge.

365. Zwischen flüssigen und festen Körpern. — Bedeutende Aenderungen erleidet die innige Adhäsion der Flüssigkeiten durch die Wärme. Bereits ist von dem leichten Abfluss erwärmter Flüs-

sigkeiten durch enge Röhren (251), von der Veränderung des Randwinkels und dem geringen Steigen in Capillarröhren (261) die Rede gewesen. Einen hierher gehörenden Versuch gab Libri an. Erwärmt man nämlich einen benetzten horizontalen oder schwach geneigten Draht seitwärts von einem anhängenden Flüssigkeitstropfen, so sieht man letztern langsam nach dem kalten Ende zurückweichen, was von der Verminderung der Adhäsion auf der heissen, verglichen mit der kalten Seite, herrühren muss.

366. Der Leidenfrost'sche Versuch. — Der lehrreichste Versuch ist aber derjenige von Leidenfrost, zufolge welchem ein Wassertropfen, der auf einem kalten Metalle sich ausbreitet und anhängt, sich auf einem heissen zu einer freien Kugel ablöst, deren ungemeine Beweglichkeit jede Adhäsion der Berührung ausschliesst. Die sehr merkliche Trennung des Tropfens von dem Metall hat Person durch Vergrösserungsmittel direkt, Poggendorf aus dem unterbrochenen Durchgang der Electricität indirect nachgewiesen. Eine solche Trennung übersteigt den direkten Bereich der Molecularkräfte und muss daher der Kraft des heissen unter dem Tropfen befindlichen Dampfes zugeschrieben werden; Person beobachtete wirklich an einer kleinen durch das Wasser gehenden Manometerröhre (156. 2) einen Drucküberschuss unter dem Tropfen, welcher der Höhe desselben entsprach.

Die Trennung erklärt vorzüglich den auffallenden Umstand, dass, mittelst eines kleinen Thermometers geprüft, die Temperatur des Wassers, selbst auf glühendem Metall von 600° und mehr, den Siedepunkt nicht erreicht, daher der Tropfen, unter oft sonderbaren Wellenbewegungen, sich lange klar erhält. Lässt man das Metall erkalten, so tritt bei einer weit niedrigeren Temperatur (weit unter 200°) ein Augenblick ein, da in Folge der wieder eintretenden Berührung, die in Menge überströmende Wärme den Tropfen mit gewaltsamem Kochen und Zischen in Dampf verwandelt. Zur Erhaltung der niedern Temperatur wirkt ausser der trennenden Luft und Dampfschicht, die nur wenig Wärme übergehen lässt, die Wärmeentziehung durch die allmälige Verdunstung, endlich die Glätte und Klarheit der Oberfläche ein. Wasser, Weingeist, Oele, Aether, selbst schwach angreifende Säuren, kurz die meisten durchsichtigen Flüssigkeiten zeigen auf blanken Metallen die Leidenfrost'sche Erscheinung; schwerer entsteht sie bei trüben Flüssigkeiten, auf rauhem oder oxydirtem Metall, bei noch grösserer Hitze erst auf Glas und Porzellan.

In glühenden Tigeln von hinlänglicher Metaldicke können grössere Flüssigkeitsmengen ohne Berührung enthalten bleiben, indem die Wärmeabstossung, von der Verdampfung unterstützt, die Adhäsion aufhebt. Perkins bohrte durch die Wände stark erhitzter Dampfkessel kleine Löcher, ohne dass das Wasser herausdrang, während diess beim Erkalten mit Gewalt geschah. Eben dahin gehört die Möglichkeit, die feuchte oder noch besser mit Amoniaksalzen benetzte Hand in geschmolzenes Metall einzutauchen, ohne dass sofort Berührung und Verbrennung erfolgt. Wohl ohne hinlänglichen Grund hat Boutigny

alle diese Erscheinungen einem besondern Zustande (Etat globuloide) der Flüssigkeit zugeschrieben, der aus den bekannten Kräften sich nicht erkläre.

367. Abstossung im Innern der Körper. — Wie man sich die Beziehung zwischen Cohäsion und Wärmeabstossung im Innern der Körper denkt und aus dem Verhältniss beider Kräfte die Aggregatform erklärt, wurde bereits früher (191) kurz angedeutet. Ebenso bewiesen verschiedener Thatsachen, wie die Schwächung der elastischen Kraft (197), die Vermehrung der Ductilität (212), die Verminderung der Cohäsion (218), die Verminderung der Viscosität (251), dass die Wärme in der Regel die Wirkung der Cohäsionskräfte schwächt und die Beweglichkeit der Theilchen erhöht. Wir führten diese Einflüsse, weil man deren Gesetze nicht kennt, nur gelegentlich an und verschoben auf den gegenwärtigen Abschnitt diejenigen Erscheinungen, der Ausdehnung, der Erwärmung, der Aggregatsveränderung, in welchen die Rolle der Wärme vollständiger ermittelt ist, und die daher geeignet sind, ein bestimmteres Licht auf das Wesen der Wärme und auf den Zustand der materiellen Theile unter ihrem Einflusse zu werfen.

Cap. 2. Ausdehnung der festen Körper.

368. Bestimmung der Linearausdehnung. — Frägt man nach der Linearausdehnung eines Stabes, so hat man die kleine Verlängerung desselben bei bekannter Erwärmung zu bestimmen. Um dem Stabe eine gleiche mittelst des Thermometers zu bestimmende Temperatur mitzutheilen, legt man ihn in einen Trog mit Flüssigkeit, welche letztere mittelst Lampen, unter beständigem Umrühren, auf möglichst gleiche Temperatur gebracht wird, was indess nur bei langsamer Erwärmung, nach der Grenze derselben hin, auf einige Zeit zu erlangen ist. Denkt man sich das eine Ende des Stabes unveränderlich befestigt, so liesse sich die kleine Verlängerung mittelst zusammengesetzter mechanischer Vorrichtungen allerdings vergrössern, allein die Fehler, die aus den Ungenauigkeiten und aus der Erwärmung derselben hervorgehen, machen es rathsam, sich an die einfachsten Messungsmittel zu halten.

1) Lavoisier und Laplace liessen das freie Ende b (fig. 240) des in dem Oeltroge B liegenden Stabes A auf einen Hebel $b c$ wirken, dessen Axe beiderseits auf unveränderlichen Steinpfeilern ruhte. Mit der Axe zugleich drehte sich das Fernrohr C und liess die Drehung auf einer entfernten Theilung ablesen. Bewegt sich der Faden des Fernrohres auf der Eintheilung um n Millim., ist D die Entfernung der Eintheilung, l die Länge des Armes $b c$, so wäre die Verlängerung ΔL des Stabes L in Millim.

$$\Delta L = n \frac{l}{D}$$

2) Ramsden, um sich von der Unsicherheit aller Befestigungspunkte unabhängig zu machen, wandte drei parallele Tröge A, B, C

(Fig. 241) an, von denen die beiden äussern zwei gleiche durch Schnee auf 0 gehaltene Stäbe enthielten, während der mittlere B den zu prüfenden Stab, erst von Schnee, nachher von Flüssigkeit umgeben, aufnahm. An den Enden der 3 Stäbe stiegen Arme empor, diejenigen von A trugen zwei Oculare, diejenigen von B zwei Objective, diejenigen von C zwei Fadenkreuze als Visirpunkte der beiden kleinen Fernröhren. Alles auf 0 gehalten, stellt man den durch Schraube verschiebbaren Stab B und seine Gläser, von denen das zweite gleichfalls durch Micrometerschraube (9) beweglich ist, auf die Linie der Oculare und Visirpunkte. Durch Erwärmung von B treten die Objective aus ihrer Richtung. Nachdem man das eine durch Bewegung des Stabes wieder eingestellt, misst man an der Micrometerschraube die Verschiebung, welche das andere erlitten hat und damit auch die Verlängerung ΔL_0 des Stabes.

3) Dulong und Petit verglichen nach der Angabe Borda's die Verlängerung des zu prüfenden Stabes mit derjenigen eines andern Metalles (Eisen), dessen Ausdehnung bereits bekannt war. Beide Stäbe A, an dem einen Ende a (Fig. 242) verbunden, wurden mit einander in den Trog B gelegt. Am andern Ende b trugen sie aus dem Troge herausragende, horizontal gebogene Messingarme c, von denen der eine, des Eisenstabes, eine feine Theilung, der andere den zugehörigen Nonius führte. Man prüfte die Stellung des Nonius, erst bei Umschliessung der Stäbe mit Schnee, dann in erwärmtem Oel und leitete nun aus der Verlängerung des Eisenstabes und der microscopisch oder micrometriscch bestimmten Veränderung des Nonius die Verlängerung des Stabes ab.

369. Das Gesetz der Ausdehnung. — Bei allen Metallen und den meisten andern festen Körpern erweist sich die Ausdehnung als sehr klein. Bezeichnet man sie mit ΔL_0 für einen Stab, der bei 0^0 die Länge L_0 hat, so ist ΔL_0 1) proportional der Zahl auf einander folgender Theile, oder der Länge L_0 , 2) der Zahl Grade der Erwärmung t , 3) einem von der Substanz abhängigen Dilatationscoefficienten α . Man erhält somit für die Verlängerung ΔL_0 und Länge L bei t^0 .

$$\Delta L = \alpha L_0 t \text{ und } L = L_0 (1 + \alpha t).$$

α ist nichts anderes als die Verlängerung der Längeneinheit für 1^0 C Erwärmung und wird demnach aus L_0 , ΔL_0 und t bestimmt durch

$$\alpha = \frac{\Delta L_0}{L \cdot t}$$

Bezeichnet bei dem obigen Verfahren von Dulong (368. 3) L_0 die gemeinsame Länge beider Stäbe bei 0^0 , z. B. in Millimeter, sei ferner $L' = L_0 (1 + \alpha' t)$ die Länge des Eisenstabes, $L = L_0 (1 + \alpha t)$ diejenige des andern Stabes bei t^0 , so hat man, wenn der Noniusunterschied n Millimeter beträgt

$$L - L' = L_0 (\alpha - \alpha') t = n, \text{ folglich } \alpha = \alpha' + \frac{n}{L_0 \cdot t}$$

Wie Dulong erkannte, ist der Coefficient bei stärkern Erwärmungen nicht ganz constant, sondern scheint bei allen Körpern langsam zu wachsen. Er fand z. B. als mittlern Coefficienten

	0 — 100	0 — 300
Platin	0,000008842	0,000009183
Eisen	11821	14684
Kupfer	17182	18833
Glas	8613	10840

In Unkenntniss des wahren Gesetzes stellt man die Länge durch einen Ausdruck $L = L_0 (1 + \alpha t + \alpha' t^2 + \dots)$

dar und passt denselben den Beobachtungen an. Bleibt man bei zwei Gliedern stehen, so sind die Coefficienten

	α	α'
Platin	0,0000086711	0,000000001705
Eisen	103895	14315
Kupfer	146865	8255
Glas	74995	11152

370. Werth des Coefficienten. — Folgendes sind einige der genauesten Bestimmungen über den Coefficienten der Linearausdehnung zwischen 0 und 100 :

Platin	0,000007492	Froment.	Zinn	0,000021729	Laplace.
	8842	Dulong.	Blei	28483	Laplace.
Antimon	10833	Smeaton.		29540	Prinsep.
Gusseisen	11100	Roy.	Zink	29416	Smeaton.
Stahl	12395	Laplace.			
Eisen	11821	Dulong.	Kalkstein	0,000008089	Adie.
	12583	Smeaton.	Glas, Flint	8116	Laplace.
Wismuth	13916	Smeaton.	Röhre	8613	Dulong.
Gold	14340	Prinsep.	Marmor	8487	Destigny.
	14660	Laplace.	Granit	8968	Adie.
Kupfer	17122	Laplace.	Sandstein	11743	Adie.
	17182	Dulong,			
Messing	18555	Roy	Holz	0,000003000	Parry.
	18750	Smeaton.	Tanne	3520	Struve.
Silber	19097	Laplace.			
	20826	Troughton.			

Von den Metallen haben also Platin und Eisen ($\frac{1}{113000}$ und $\frac{1}{84600}$) nahe die kleinste, Blei und Zink ($\frac{1}{35100}$ und $\frac{1}{33900}$) die grösste Ausdehnung. Beim gleichen Metall variirt indess der Coefficient, schon in der zweiten Ziffer, je nach der Herstellung und Bearbeitung, je nach der chemischen und mechanischen Beschaffenheit. Für reines Eisen hat man z. B. die folgenden Angaben :

0,000011808	Daniell	0,000012204	Laplace.
11821	Dulong.	12534	Horner.
12150	Prinsep.	12583	Smeaton.
12204	Destigny.	14401	Troughton.

Bei sehr genauen Untersuchungen muss hiernach die Ausdehnung der benutzten Stäbe jedesmal direkt geprüft werden.

371. Anwendungen. — Von den mancherlei Fällen, wo die Linearausdehnung zur Anwendung kommt, heben wir einige hervor.

1) Ein Maassstab, richtig bei einer gewissen Temperatur, z. B.

bei t' , wird, bei einer andern Temperatur t benutzt, es nicht mehr sein. Jeder Theil des Stabes, bei t' die Einheit darstellend, hat bei 0 eine Länge von $1 : (1 + \alpha t')$ und bei t^0 von $(1 + \alpha t) : (1 + \alpha t')$ Einheiten. Eine bei t gleich L gefundene Länge hat also bei t' oder in richtigen Theilen

$$L' = L \cdot \frac{1 + \alpha t}{1 + \alpha t'}$$

Bei gewöhnlichen Messungen bedarf es dieser Correction nicht; bei grösseren Längen dagegen darf man sie nicht übergehen, namentlich nicht bei geodätischen Basismessungen, wobei die Temperatur der langen Maassstäbe an in das Metall versenkten Thermometern beobachtet wird.

2) Die Pendelcompensation, wie früher schon (76) bemerkt worden, hat zum Zwecke die Schwingungszeit eines Pendels oder die Entfernung seines Schwingungspunktes von den Temperaturänderungen der Witterung unabhängig zu machen. Das Rostpendel (Fig. 243), eine der gewöhnlichsten Vorrichtungen, hat eine Stange, die nicht einfach, sondern aus in einander liegenden Rahmen zweier Metalle so zusammengesetzt ist, dass je die grössern Rahmen a , wie die Stange selbst, aus Stahl bestehen und sich nach unten, alle kleinern b , z. B. Messing oder Zink, nach oben ausdehnen. L bezeichne die gewollte Entfernung des Schwingungspunktes, L_0' , L_0'' die erforderlichen Längen sämmtlicher Stahl- und Messingstäbe, α' , α'' , die Coefficienten dieser Metalle; da die Länge bei 0^0 und t die gleiche sein soll, so muss

$$L = L_0' - L_0'' = L_0' (1 + \alpha' t) - L_0'' (1 + \alpha'' t)$$

folglich, unabhängig von t

$$L_0' \alpha' = L_0'' \alpha''$$

woraus

$$L_0' = L \frac{\alpha''}{\alpha'' - \alpha'} \text{ und } L_0'' = L \frac{\alpha'}{\alpha'' - \alpha'}$$

Bei Stahl und Messing hat man (370) $\frac{\alpha'}{\alpha''} = \frac{12395}{18555}$ genähert $\frac{2}{3}$ folglich $L_0' = 3 L$, $L_0'' = 2 L$.

3) Zwei fest verbundene Blätter oder Stangen zweier verschiedener Metalle haben bei 0^0 eine gewisse Länge und gewisse Gestalt. Durch Erwärmen oder Erkalten ändern sich Länge und Gestalt, jene um eine Grösse, die zwischen den einzelnen Ausdehnungen steht, diese durch eine Krümmung, welche den ungleichen Ausdehnungen Spielraum gewährt. Ein gerader Stab krümmt sich durch Wärme nach Seite des wenigstausdehnbaren, durch Kälte nach Seite des mehrausdehnbaren Metalles. Auch dieses Prinzip wurde zur Compensation benutzt.

Bildet man an einer Pendelstange eine Vorrichtung, wie Fig. 244, oben aus einem weniger ausdehnbaren Metall a , unten aus einem mehr ausdehnbaren b , so wird Erwärmung die Gestalt A in B umwandeln und durch Heben der kleinen Massen α die Schwingungszeit etwas verkürzen. Durch eine ähnliche Vorrichtung compensirt man an der Unruhe der Uhren (201) den Einfluss der Wärme auf die Schwingungen derselben.

372. Die cubische Ausdehnung. — So nennt man die Vergrößerung ΔV_0 , die das Volumen V_0 eines Körpers nach allen Seiten

erleidet. Bei einem homogenen, nach allen Richtungen gleichartigen Körper wachsen alle Dimensionen im gleichen Verhältniss und er behält eine geometrisch ähnliche Gestalt. Bezeichnet α den Linearcoefficienten, so wird jede Volumeinheit 1 zu $(1 + \alpha t)^3$ oder wegen der Kleinheit von α zu $1 + 3 \alpha t$. Der Coefficient der cubischen Ausdehnung wird $\beta = 3 \alpha$ sein und man hat bei t^0

$$\Delta V_0 = \beta V_0 t \text{ und } V = V_0 (1 + \beta t) = V_0 (1 + 3 \alpha t).$$

Nehmen die Wände eines erwärmten Gefässes nach allen Seiten in gleichem Verhältnisse zu, so gilt diess Verhältniss auch für jeden Durchmesser des hohlen Raumes, woraus die Regel, dass der hohle Raum sich so vergrössert, als bestände er ganz aus der Substanz der Wände.

Bei genauen Untersuchungen lässt sich diese Regel nicht anwenden, weil die vorausgesetzte Gleichartigkeit der Wände selten vorhanden ist. Jede Bearbeitung eines Metalles bewirkt eine innere Struktur, alles Giessen hat Ungleichheiten des Erkaltes und des Kornes zur Folge, das Blasen des Glases erzeugt von der Gestalt abhängige Spannungen u. s. f., kurz, die Körper sind selten so homogen, dass die Wärmeausdehnung nicht Gestaltänderungen hervorbrächte. In solchen Fällen muss bei genauen Berechnungen die cubische Ausdehnung der Gefässe direkt bestimmt werden.

373. Das Gewichtsverfahren. — Dulong bestimmt die cubische Ausdehnung von Glasgefässen, die in eine feine Spitze ausgezogen werden, mittelst Wägungen einer der Ausdehnung nach bekannten Flüssigkeit wie Quecksilber. Hat man das Gefäss A (Fig. 245) bei t mit Flüssigkeit, gefüllt und das Gewicht P des Inhaltes gefunden, so wird bei Erwärmung in einem Oelbade oder in Dämpfen siedenden Wassers, ein Theil der Flüssigkeit in Folge ihrer starken Ausdehnung ausfliessen und ein kleineres Gewicht P' bei t' zurücklassen. Sind S, S' die bekannt angenommenen specifischen Gewichte der Flüssigkeiten bei t und t' , V, V' die entsprechenden Volumina des Gefässes, endlich α der gesuchte Coefficient der cubischen Ausdehnung, so hat man

$$V = \frac{P}{S}, V' = \frac{P'}{S'} \text{ und } \frac{V}{1 + \alpha t} = \frac{V'}{1 + \alpha t'}$$

da diese beiden Ausdrücke das gleiche Volumen V_0 des Gefässes bei 0 darstellen. Daraus folgt denn

$$\alpha = \frac{V - V'}{V' t - V t'} = \frac{P S' - P' S}{P' S t - P S' t'}$$

Diess Verfahren dehnt sich unmittelbar auf die cubische Ausdehnung irgend eines festen Körpers aus, wobei V, V' die Volumina des Körpers bei den Temperaturen t, t' der beiden Versuche darstellen. P, P' bezeichnen dann die verdrängten Flüssigkeitsgewichte, welche man aus der Wägung des Körpers in der Luft und in der Flüssigkeit bei t und t' kennt (104).

Wendet man als Flüssigkeit Quecksilber an, was in der Regel nur bei Gefässen möglich ist, so darf der Coefficient desselben β bis 100^0 als constant angesehen werden. Man kann setzen $S = S_0 : (1 + \beta t)$, $S' = S_0 : (1 + \beta t')$, woraus

$$\alpha = \frac{P (1 + \beta t) - P' (1 + \beta t')}{P' (1 + \beta t') t - P (1 + \beta t) t'}$$

Würde der eine Versuch bei $t' = 0$ angestellt, so hätte man einfacher

$$\alpha = \frac{1}{t} \left[\frac{P}{P_0} (1 + \beta t) - 1 \right]$$

374. Werthe des Coefficienten. — Kopp erhielt für einige Metalle und Mineralsubstanzen folgende Coefficienten der cubischen Ausdehnung:

Antimon	0,000033	Eisenkies	0,000034	Kalkspath	0,000018
Eisen	37	Zinkblende	36	Eisenspath	35
Wismuth	40	Bleiglanz	68	Schwerspath	58
Kupfer	51			Cölestin	61
Zinn	69	Zinnstein	16	Flussspath	62
Blei, Zink	89	Magneteisen	29	Arragonit	65
		Rutil	32		
Schwefel	183	Eisenglanz	40	Kaliglas	21
		Quarz	42	Natronglas	26

Pouillet gibt die folgende Zusammenstellung für Glasgefäße, aus der wiederum hervorgeht, dass jede Glassorte, sogar jedes Gefäß der nämlichen Glassorte, streng genommen einen besondern Coefficienten hat.

Dulong und Petit	0,000025830	Régnauld	0,000021010
Despretz	25800	... bis	26480
Rudberg	25860	Pierre	19030
Magnus	25470	... bis	26650

Ueber die Zusammenziehung des Eises durch Erkältungen unter 0° hat man folgende neuere Angaben:

Marchaud	0,000105	Plücker	0,000158
Brunner	113	Schuhmacher	156

welche alle bisher geprüften Körper, mit Ausnahme des Schwefels, bedeutend übersteigen.

375. Die Ausdehnung der Krystalle. — Substanzen, welche, wie z. B. das Holz, nach rechtwinklichten Richtungen eine andere Anordnung der Theilchen haben, dehnen sich natürlich auch ungleich aus und ändern ihre Gestalt. Am regelmässigsten zeigen sich diese Ungleichheiten bei den Krystallen, nämlich bei den 5 weniger symmetrischen Systemen (239), in denen sich die gesetzmässige Verschiedenheit der Richtungen schon durch Verhältnisse der Elasticität, der Festigkeit und Härte verräth (242).

Fresnel machte die ungleiche Ausdehnung des Gypses dadurch sichtbar, dass er zwei dünne Blättchen in gekreuzter Stellung warm auf einander leimte. Beim Erkalten nehmen sie eine doppelt gekrümmte sattelförmige Gestalt an (Fig. 246), weil die starke Zusammenziehung $a a'$ des obern und $b b'$ des untern Blättchens, gegen einander rechtwinklich gestellt (371), Concavitäten bestimmen.

Durch genaue Messungen an den isomorphen Substanzen (244) der Kalkspathreihe fand Mitscherlich, dass in allen Rhomboedern der stumpfe Kantenwinkel der Grundform sich durch Wärme verkleinerte, was eine vorwaltende Ausdehnung nach der Hauptaxe andeutet (Fig. 247), aber ungleich bei verschiedenen Substanzen. Die Veränderung für 100° betrug im Kalkspath 8' 30'', im Bitterspath 4' 6'', in der kohlen-sauren Magnesia 3' 29'', im kohlen-sauren Eisenoxydul 2' 22''.

Das Kalkspathrhomboeder, speciell ausgemessen, ergab folgende Ausdehnungscoefficienten:

Hauptaxe	+ 0,0000286
Senkrecht zu derselben	— 0,0000056
Cubische Ausdehnung	+ 0,0000196

In einer Richtung also Dilatation, in der andern hingegen Contraction, als Beweis, welchen ungemeinen Einfluss die Strukturverhältnisse ausüben.

Cap. 3. Ausdehnung der Flüssigkeiten.

376. Bestimmung der Ausdehnung. — Bei Flüssigkeiten kann natürlich nur von der cubischen Ausdehnung die Rede sein, selbst wenn sie, wie in Thermometern, nur linear sich ausspricht. Zugleich befindet sich die Flüssigkeit in einem Gefäss, das gleichzeitig sich ausdehnt und die Ausdehnung der Flüssigkeit zu klein erscheinen lässt. Die wahre Ausdehnung ΔW wird grösser sein als die scheinbare $\Delta' W$ um die als bekannt vorausgesetzte $\Delta'' W$ des Gefässes

$$\Delta W = \Delta' W + \Delta'' W.$$

Die gewöhnlich benutzten Verfahren sind:

1) Das thermometrische, von Deluc, Dalton, Despretz, Pierre etc. benutzt. Die Flüssigkeit befindet sich in einer Art Thermometer (19) mit grossem Behälter und wird zuerst in Schnee bei 0^0 , dann in einer Flüssigkeit von bekannter Temperatur t beobachtet, wobei auch die Röhre mit Eintheilung an dieser Temperatur Theil nimmt. Sei W_0 das Volumen der Flüssigkeit bei 0^0 , ausgedrückt in Theilen der Eintheilung bei 0, $W_0 + \Delta W_0$ das wahre Volumen (in Theilen bei 0) bei t^0 . Da jeder Theil der Eintheilung seinen Inhalt von 1 auf $1 + \alpha t$ vergrössert hat, α als Coefficient der cubischen Ausdehnung des Gefässes genommen, so beträgt das wahre Volumen in diesen grössern Theilen $(W_0 + \Delta W_0) : (1 + \alpha t)$. Davon das in den grössern Theilen abgelesene Glasvolumen W_0 abgezogen, erhält man die beobachtete scheinbare Ausdehnung $\Delta' W$

$$\frac{W_0 + \Delta W_0}{1 + \alpha t} - W_0 = \Delta' W_0, \text{ woraus } \Delta W_0 = \alpha W_0 t + \Delta' W_0$$

wenn man das sehr kleine Produkt $\alpha \Delta' W t$ vernachlässigt.

2) Das Dulong'sche Gewichtsverfahren, ähnlich dem (373) für die cubische Ausdehnung der Gefässe erklärten, nur dass man hier die Ausdehnung des Gefässes α als bekannt voraussetzt. Bezeichnen P_0, P die Flüssigkeitsgewichte des Gefässes bei 0 und t , W_0, W die Volumina einer gleichen Menge Flüssigkeit, V_0, V diejenigen des Gefässes, endlich S_0, S die specifischen Gewichte der Flüssigkeit, so hat man

$$\frac{S_0}{S} = \frac{P_0 V}{P V_0} = \frac{W}{W_0} \text{ und } \frac{\Delta W_0}{W_0} = \frac{P_0 V - P V_0}{P V_0} = \frac{P_0}{P} (1 + \alpha t) - 1$$

wo $\frac{\Delta W_0}{W_0}$ das Ausdehnungsverhältniss von 0 an darstellt.

Man kann auch statt der Wägung eines Gefässes hydrostatische Wägungen eines Körpers von bekannter cubischer Ausdehnung α zur Anwendung bringen, wobei dann P_0, P die verdrängten Wassergewichte darstellen.

Die Unsicherheiten und Abweichungen solcher Bestimmungen, in so weit von der Flüssigkeit die Rede ist, liegen 1) in der variablen Zusammensetzung, wie z. B. bei dem Alcohol, dem Aether u. s. f., 2) in der Unmöglichkeit, ausser etwa bei dem umständlichen thermometrischen Verfahren, die Flüssigkeit von absorbirter Luft zu befreien und davon frei zu halten, 3) endlich in der Schwierigkeit alle Flüssigkeitsschichten auf gleiche Temperatur zu bringen und diese genau zu bestimmen.

377. Gesetze. — Die Ausdehnung der Flüssigkeiten ist weit grösser als die der festen Körper. So z. B. dehnt sich das ausdehnbarste Metall Zink für 100° nur $\frac{1}{113}$ aus, während die Ausdehnung des Quecksilbers $\frac{1}{55}$, des Wassers $\frac{1}{23}$, des Alcohol für 75° schon $\frac{1}{11}$ ist. Die flüssige Kohlensäure hat sogar die stärkste bekannte Ausdehnung, für 20° nach Thilorier schon $\frac{1}{3}$.

Während die Ausdehnung der festen Körper nahe der Temperatur proportional ist, zeigen die Flüssigkeiten gleich von Anfang eine wachsende Ausdehnung, am auffallendsten gegen den Siedepunkt hin. So gibt Kopp das Volumen des Wassers, des Alcohol, des Holzgeistes und des Aethers, vom Volumen 1 des Siedepunktes niedersteigend, wie folgt an:

Siedepunkt.	Wasser (H O)		Alcohol (C ₄ H ₆ O ₂)		Holzgeist (C ₂ H ₄ O ₂)		Aether (C ₄ H ₅ O)	
	100 ⁰	Diff.	78 ⁰ ,4	Diff.	65 ⁰ ,5	Diff.	34 ⁰ ,9	Diff.
0 ⁰	1,0000	0,0072	1,0000	0,0132	1,0000	0,0131	1,0000	0,0166
10	0,9928	66	0,9868	124	0,9869	124	0,9834	157
20	0,9862	60	0,9744	116	0,9745	116	0,9677	147
30	0,9802	55	0,9628	110	0,9627	112	0,9530	
40	0,9747	46	0,9518	106	0,9515	109	—	
50	0,9701	41	0,9412	101	0,9406	107	—	
60	0,9660	33	0,9311	98	0,9299		—	
70	0,9627	24	0,9213	96	—		—	
80	0,9603	14	0,9117		—		—	
90	0,9589	1	—		—		—	
100	0,9588		—		—		—	

Ein einfaches Gesetz tritt aus diesen Zahlreihen nicht hervor; man sucht daher die Beobachtungen auch hier durch eine nach den Potenzen der Temperatur t wachsende Reihe

$$W = W_0 (1 + \beta t + \beta' t^2 + \beta'' t^3 + \dots)$$

darzustellen, wobei so viele Coefficienten β , β' , β'' .. beibehalten und aus den Beobachtungen bestimmt werden, als zur Darstellung der letztern erforderlich sind. Meist genügen 3 Coefficienten dem Umfange und der Genauigkeit der Versuche.

378. Werth der Coefficienten. — Von den zahlreichen Beobachtungsreihen, welche von Muncke, Frankenheim, besonders von Kopp und Pierre erhalten worden sind, heben wir beispielsweise nur einige hervor. S bezeichnet das specifische Gewicht, T den Siedepunkt der Flüssigkeit (freilich nicht bei dem Normaldruck), β , β' , β'' sind die 3 ersten Coefficienten, bei denen man gewöhnlich stehen bleibt.

	S	T	β	β'	β''
Brom.					
Pierre	3,18718	63°	+ 0,001038186	+ 0,00000171138	+ 0,0000000054471
Schweflichte Säure.					
Pierre (20°,5)	1,4911	— 8°	+ 0,001496378	+ 0,00002233748	— 0,0000004957592
Schwefel-Carbon.					
Muncke			+ 0,001125691	+ 0,00000171505	+ 0,0000000012117
Pierre	1,29314	47,9	+ 0,001139804	+ 0,00000137065	+ 0,0000000191225
Benzin. (C₁₂ H₆)					
Kopp		80,4	+ 0,00117626	+ 0,00000127755	+ 0,0000000080648
Alcohol. (C₄ H₆ O₂)					
Kopp			+ 0,00104139	+ 0,0000007836	+ 0,000000017618
Pierre	0,81510	78,3	+ 0,001048630	+ 0,00000175099	+ 0,0000000013452
Holzgeist. (C₂ H₄ O₂)					
Kopp			+ 0,00115435	+ 0,00000028046	+ 0,000000027766
Pierre	0,82074	66,3	+ 0,001185570	+ 0,00000156493	+ 0,000000009113
Schwefeläther. (C₈ H₁₀ O₂)					
Kopp		34,4	+ 0,00148026	+ 0,00000350316	+ 0,000000027007
Pierre	0,73581	35,5	+ 0,001513245	+ 0,00000235918	+ 0,0000000400512
Fuselalcohol. (C₁₀ H₁₂ C₂)					
Kopp			+ 0,00090692	+ 0,00000035970	+ 0,000000013786
Aldehyd. (C₄ H₄ O₂)					
Kopp		20,8	+ 0,0015464	+ 0,0000069745	
Pierre	0,80551	22	+ 0,001653523	+ 0,00000850604	+ 0,0000000642584
Ameisensäure (Hydrat). (C₄ H₄ O₄)					
Kopp		105,3	+ 0,00099269	+ 0,00000062514	+ 0,0000000059650
Essigsäure (Hydrat). (C₂ H₂ O₄)					
Kopp		117,3	+ 0,00105703	+ 0,00000018323	+ 0,0000000096435
Buttersäure (Hydrat). (C₈ H₈ O₄)					
Kopp		157,0	+ 0,0010461	+ 0,00000056244	+ 0,0000000054201
Olivenöl.					
Muncke			+ 0,000736126	+ 0,00000032094	+ 0,000000000497
Terpentinöl.					
Frankenheim	0,8902		+ 0,0008474	+ 0,000001248	
Chloroform.					
Pierre	1,52523	63,5	+ 0,001107146	+ 0,00000466473	+ 0,0000000174328

Aus allen diesen Untersuchungen folgt, dass verschiedene, selbst gleich zusammengesetzte, aber isomere Flüssigkeiten (244), verschiedenen Gesetzen der Ausdehnung folgen, wobei durchgehends der Coefficient eines bestimmten Grades, oder die Ausdehnung für diesen Grad, mit der Temperatur wächst und daher grösser ist als der mittlere Coefficient aller frühern Grade.

379. Die Ausdehnung des Wassers. — Begreiflich hat man sich mit keiner Flüssigkeit mehr als mit dem Wasser beschäftigt, zumal das Verhalten desselben Abweichungen zeigt, die sich mittelst einer Formel von 3 und selbst 4 Coefficienten nicht gehörig darstellen lassen. Hällström, um die Beobachtungen von Muncke, Stampfer und seine eigenen zusammenzufassen, wendet zwei Formeln an:

	β	β'	β''
von 0 — 30°	— 0,000057577	+ 0,0000075601	— 0,000000035091
30 — 100	— 0,000009418	+ 0,00000533661	— 0,0000000104086
Kopp stellt sogar vier Formeln auf:			
von 0 — 25	— 0,000061045	+ 0,0000077183	— 0,00000003734
25 — 50	— 0,000065415	+ 0,0000077587	— 0,000000035408
50 — 75	+ 0,00005916	+ 0,0000031849	+ 0,000000072848
75 — 100	+ 0,00008645	+ 0,0000031892	+ 0,0000000024487

Aus den vollständigen Beobachtungsreihen von Pierre leitet Frankenheim folgende Tabelle über das Volumen V des Wassers von -15° bis $+100^{\circ}$ ab, dasjenige bei 0° zu 1 angenommen:

t	V	t	V	t	V	t	V
-15°	1,0037584	$+14^{\circ}$	1,0005877	$+43$	1,0087161	$+72$	1,0241769
14	32446	15	7275	44	91344	73	48054
13	27839	16	8784	45	95625	74	54399
12	23729	17	1,0010404	46	99958	75	60782
11	20070	18	12132	47	1,0104387	76	67239
10	16851	19	13965	48	08912	77	73750
9	14031	20	15940	49	13484	78	80316
8	11526	21	17997	50	18150	79	86928
7	09355	22	20108	51	22910	80	93600
6	7465	23	22310	52	27712	81	1,0300316
5	5819	24	24648	53	33210	82	07090
4	4382	25	27075	54	38539	83	13906
3	3117	26	29588	55	43596	84	20779
2	1989	27	32211	56	48730	85	27692
1	0962	28	34944	57	53922	86	34652
0	1,0000000	29	37758	58	59195	87	41657
$+1$	0,9999458	30	40710	59	64040	88	48709
2	9094	31	43741	60	71180	89	55803
3	8878	32	46848	61	76705	90	62943
4	8820	33	50061	62	82292	91	70124
5	8903	34	53380	63	87954	92	77347
6	9148	35	56770	64	93677	93	84611
7	9528	36	60228	65	99465	94	91905
8	1,0000041	37	63852	66	1,0205326	95	99247
9	0694	38	67526	67	11244	96	1,0406627
10	1482	39	71292	68	17226	97	14035
11	2392	40	75120	69	23270	98	21488
12	3420	41	79048	70	29376	99	28967
13	4557	42	83076	71	35542	100	36490

380. Die Anomalie des Wassers. — Wie ein Blick auf die vorige Tafel lehrt, zeigt das Wasser eine merkwürdige Anomalie, welche man bei keiner andern Flüssigkeit beobachtet hat. Statt sich von -15° an durch Erwärmung auszudehnen, zieht es sich bis gegen 4° zusammen, um erst von da das regelmässige Verhalten zu zeigen. Bei 0° und 8° ist das Volumen nahe das nämliche.

Diese auffallende Eigenschaft des Wassers bei 4° ein Minimum des Volumens oder ein Maximum der Dichte und des specifischen Gewichtes zu haben, wurde der Gegenstand besonderer Untersuchungen. 1) Stellt man ein Wasser-Thermometer neben einem gewöhnlichen in ein Gefäss mit bewegter Flüssigkeit und dieses in eine Schnee- oder Kältemischung, so sieht man das Wasser bis auf einen gewissen Punkt sinken, einen Augenblick auf demselben verweilen, was die Temperatur am Thermometer abzulesen gestattet, und dann wieder steigen. 2) Nach dem von Ermann zuerst benutzten Verfahren wird in einem hohen Gefäss (Fig. 248), das oben und unten mit Thermometern a, b versehen ist, Wasser der kalten Luft ausgesetzt. Indem die Abkühlung vornehmlich von oben wirkt, entstehen Strömungen des erkälteten schwerern Wassers nach unten, bis das untere Thermometer die Temperatur des Maximums der Dichte erreicht. Auf dieser Temperatur verharret dasselbe

längere Zeit, während die obere Flüssigkeit allmählig durch eben diese Temperatur und dann tiefer bis zum Eispunkte herabsinkt.

Hällström findet das Maximum der Dichte bei $3^{\circ},90$, Despretz nach dem ersten Verfahren bei $4^{\circ},007$, nach dem andern bei $3^{\circ},997$, Pierre bei $3^{\circ},86$, Joule und Playfair bei $3,945$, Kopp bei $4,08$. Das Mittel dieser Angaben ist $3^{\circ},965$, nahe 4° , der Temperatur, welche bei Feststellung der metrischen Gewichte (32) zu Grunde gelegt wurde.

Durch Beimischung von Salzen verliert sich allmählig jene Anomalie; die Temperatur des Maximums sinkt nämlich durch vermehrten Salzgehalt immer tiefer bis unter den Gefrierpunkt. So erhielt Despretz mit Chlorcalcium, das in verschiedenen Mengen einer gleichen Menge Wasser (997,45 Gr.) beigefügt wurde:

Chlorcalcium.	Dichte.	Temp. d. Max.	Gefrierpunkt.
0	1,000	$4^{\circ},00$	0,00
6,173	1,005	3,24	— 0,38
12,346	1,010	2,05	— 0,53
24,692	1,020	0,06	— 1,12
37,039	1,031	— 2,43	— 3,92
74,078	1,060	— 10,43	— 5,28

381. Davon abhängige Erscheinungen. — Das Sinken der Temperatur des Dichtigkeits-Maximums durch Salzgehalt erklärt den Unterschied der Wassertemperatur in der Tiefe der Landseen und des Meeres. Jene zeigen, wie Saussure, La Bêche und Andere erkannten, am tiefen Grunde das ganze Jahr 4 bis 5° , während das oberflächliche Wasser im Sommer höher, im Winter tiefer steht; im Meere hingegen, Strömungen abgerechnet, sinkt in der Regel die Temperatur mit der Wassertiefe bis unter 0 .

Je tiefer eine Masse süßen Wassers ist, desto länger dauert es bis sie oberflächlich gefriert, weil wegen den entstehenden Strömungen leichtern und schwerern Wassers die obere Schicht nicht eher unter 4° herabsinken kann, als bis die ganze Säule 4° gewonnen hat, was um so mehr Zeit erheischt, als das Wasser tiefer ist. Eine Pfütze gefriert in jeder kalten Nacht, ein Teich verlangt mehrere solche, ein tiefer See bedarf, abgesehen von Schneefällen, welche die oberflächliche Beweglichkeit stören, wohl mehrere Wochen anhaltender Kälte.

Die Entstehung tiefer Wasserlöcher auf dem Gletscher im Sommer hat Rumford gleichfalls auf jene Anomalie des Wassers zurückgeführt. Das oberflächlich durch Luft und Sonne erwärmte Wasser sinkt als schwerer herab, während das untere, durch die Schmelzung von Eis auf 0 erkältete, als leichter emporsteigt. Es entstehen verticale Wirbel, die den Grund stets wieder angreifen und so lange anhalten, als die oberflächliche Erwärmung dauert.

382. Die Ausdehnung des Quecksilbers. — Nach dem Wasser ist wohl keine Flüssigkeit wichtiger als das Quecksilber. Daher begreift es sich, dass man auf Mittel bedacht war, die Ausdehnung desselben mit der grössten Genauigkeit, womöglich unabhängig von der

Ausdehnung der Gefässe, zu bestimmen, was zuerst Dulong, später genauer Régnault durch Anwendung des Grundsatzes der communicirenden Röhren (101) gelungen ist. Lässt man zwei hinlänglich weite Röhren, um von der Capillarität absehen zu können (257), durch eine feinere communiciren, hält die eine durch Schnee auf 0^0 , erwärmt die andere auf t , so verlangt das Gleichgewicht, wie bei verschiedenen Flüssigkeiten, dass die Höhen h und $h + \Delta h$ sich verkehrt wie die Dichten, oder direkt wie die Volumina W_0 , $W_0 + \Delta W_0$ einer gleichen Masse verhalten. Man erhält also

$$h (W_0 + \Delta W_0) = (h + \Delta h) W_0 \text{ oder } \frac{\Delta W_0}{W_0} = \frac{\Delta h}{h}$$

Régnault's Apparat (Fig. 249) bestand aus zwei verticalen Eisenröhren A, B, deren erste in einem Oelbade C sich befand, das, beständig bewegt, mittelst eines Luftthermometers D die Temperatur t der Röhre angab; die zweite hingegen B wurde von dem mit Schnee oder abfliessendem kaltem Wasser erfüllten Mantel E umschlossen und auf 0 oder sonst einer andern Temperatur erhalten. A und B standen vorerst durch eine Querröhre, welche die gemeinsame Einflussöffnung a enthielt und den gemeinsamen obern Flüssigkeitsstand angab, in Verbindung, dann unten durch die Seitenarme b, c und die eingekitteten der Erwärmung entzogenen Glasröhren d, e. Oben unter sich und durch die Röhre f mit einem auf constante Temperatur erhaltenen Luftbehälter (dessen Druck man durch eine Druckpumpe regulirte) in Verbindung stehend, geben diese Röhren den Höhenunterschied Δh des Druckes der beiden Säulen, der dann mittelst Cathetometer (10) gemessen wurde.

So gelangte Régnault für das einer Temperatur t entsprechende Volumen W , dasjenige bei 0^0 Eins gesetzt und den dieser Temperatur entsprechenden Coefficienten β auf folgende Tafel:

t	W	β	t	W	β
0	1,000000	0,00017905	180	1,033039	0,00018808
10	1792	17950	190	34922	18859
20	3590	18001	200	36811	18909
30	5393	18051	210	38704	18959
40	7201	18102	220	40603	19010
50	9013	18152	230	42506	19061
60	10831	18203	240	44415	19111
70	12655	18253	250	46329	19161
80	14482	18304	260	48247	19212
90	16315	18354	270	50171	19262
100	18153	18405	280	52100	19313
110	19996	18455	290	54034	19363
120	21844	18505	300	55973	19413
130	23697	18556	310	57917	19464
140	25555	18606	320	59866	19515
150	27419	18657	330	61820	19565
160	29287	18707	340	63778	19616
170	31160	18758	350	65743	19666

Da die Aenderungen des Coefficienten langsam vor sich gehen, kann man für praktische Rechnungen mittlere Coefficienten zur Anwendung bringen, nämlich

0 bis 100°	$0,00018153 = \frac{1}{5508,7}$
0 » 200	$0,00018405 = \frac{1}{5433,3}$
0 » 300	$0,00018658 = \frac{1}{5359,6}$
0 » 400	$0,00018784 = \frac{1}{5323,6}$

Es genügt zur genauen Berechnung ein Ausdruck mit zwei Coefficienten :

$$\beta = 0,00017902 \text{ und } \beta' = 0,00000002526.$$

Cap. 4. Ausdehnung der Gase.

382. Das Gesetz von Gay-Lussac. — Bereits ist des Gesetzes, nach welchem die Wärme auf die Gase einwirkt (158), Erwähnung geschehen, da die Gleichgewichts- und Bewegungserscheinungen der Gase bedeutend davon abhängen, während der Einfluss der Wärme bei festen und flüssigen Körpern meist nur Aenderungen der zweiten Ordnung zur Folge hat. Dort auch wurde angeführt, dass die Wärme 1) bei constantem Druck eine Vergrösserung des Volumens; 2) bei constantem Volumen aber eine Vermehrung der Expansivkraft oder des Druckes hervorbringe, — eine Unterscheidung, welche bei festen und flüssigen Körpern unberücksichtigt bleibt, weil die Ausdehnung derselben meist mit zu grosser Kraft erfolgt, um unterdrückt werden zu können.

Gay-Lussac prüfte die erste Art von Veränderung. Er benutzte eine Glaskugel A (Fig. 250) mit angeschmolzener Röhre a und bestimmte vorerst, nach gewöhnlicher Weise, durch Quecksilberwägungen das Verhältniss der Skalentheile zum Inhalte der Kugel. Nun wurde letztere mit trockener Luft gefüllt, indem man mittelst eines Drahtes das Quecksilber hinausschaffte, die Luft aber durch eine Röhre B mit einer austrocknenden Substanz (Chlorcalcium) eintreten liess. Das so bereitete Luftthermometer, von einem aufgesparten Quecksilber-Index abgeschlossen, wurde horizontal, einem Thermometer E gegenüber, in ein Wasserbad C befestigt und progressiv erwärmt. Man beobachtete bei verschiedenen, möglichst constant erhaltenen Temperaturen, das jeweilige Gasvolumen.

Auf diesem Wege erkannte Gay-Lussac das seinen Namen tragende Gesetz, dass 1) die Ausdehnung ΔV_0 des Volumens V_0 von 0 bis t , der Erwärmung t proportional ist, woraus folgt

$$\Delta V_0 = \gamma \cdot V_0 \cdot t \text{ und } V = V_0 (1 + \gamma t)$$

2) dass der Coefficient der Ausdehnung γ , für alle Gase nahe gleich, den Werth $\gamma = 0,00375$ habe.

Ferner folgt aus dem Mariottischen Gesetze (154), wenn das Volumen V bei t^0 auf das ursprüngliche V_0 zurückgeführt wird und dabei seinen Druck von P_0 auf P ändert

$$V \cdot P_0 = V_0 \cdot P, \text{ also } \Delta P_0 = \gamma \cdot P_0 \cdot t \text{ und } P = P_0 (1 + \gamma t)$$

383. Die Versuche von Régnault. — Wegen der hohen Wichtigkeit dieser Gesetze wurden dieselben, nachdem Rudberg (158) die Richtigkeit des Coefficienten von Gay-Lussac angefochten, gleichzeitig von Magnus und Régnault der umfassendsten Prüfung unterworfen, wobei bald die Aenderungen des Volumens, bald diejenigen des Druckes gemessen wurden.

Der Hauptapparat von Régnault bestand aus folgenden Theilen:

1) Einem Glasballon A (Fig. 251) als Gasbehälter mit angeschmolzener Capillarröhre a;

2) einem Behälter B, in welchem das Ballon A mit Schnee oder Wasser umgeben, oder auch den Dämpfen des siedenden Wassers ausgesetzt werden kann;

3) einem kleinen Hahn C mit drei Oeffnungen, die erste α nach der Capillarröhre a hin, die zweite β nach der Capillarröhre b hin, die zu einem Manometer D führt, die dritte γ nach einer Austrocknungsröhre E hin;

4) einer Saug- und Druckpumpe F, welche mit der Austrocknungsröhre und diese mit dem Hahne C communicirt; ihre Einrichtung ist in F' dargestellt;

5) einem offenen Manometer D (156), dessen ersterer, weiterer Schenkel c mit der Capillarröhre b beginnt und zwei Marken δ , ε trägt. Der untere Hahn e gestattet diesen Schenkel abzuschliessen oder mit dem andern die Quecksilbersäule enthaltenden d zu verbinden, oder endlich nach aussen zu öffnen;

6) endlich einem mit Glasscheibe versehenen Wassertroge G, der das Manometer aufnimmt und auf einer bekannten Temperatur erhält.

Damit werden nun folgende Operationen vorgenommen:

1) Anfüllung des Ballons A mit trockener Luft bei 0^0 .

2) Messung der Druckänderung b oder der Volumenänderung v durch Erwärmung auf T .

3) Bestimmung des Volumens V_0 des Ballons und seines Ausdehnungscoefficienten α .

384. Fortsetzung. — 1) Anfüllung mit Luft. Das Glasballon A wird in den Behälter B eingesetzt, in α an den Hahn C gekittet und mit Schnee umgeben. Der Manometerschenkel c ist bis zur Marke δ mit Quecksilber gefüllt und mit dem Hahne e abgeschlossen. Indem die Oeffnung γ nach der Pumpe F offen, diejenige β nach dem Manometer geschlossen ist, füllt und entleert man 15 bis 20 Mal den Behälter mit trockener Luft, um so den Apparat von aller Feuchtigkeit zu befreien. Man entfernt dann die Pumpe F, dass der atmosphärische Druck sich herstellt, öffnet β und den Verbindungshahn e zwischen beiden Schenkeln des Manometers und giesst Quecksilber in d, bis es beiderseits gleich auf δ steht.

In diesem ersten Zustande hat die Luft den äussern Barometerdruck B , das Volumen V_0 der Kugel. Der ganze in B befindliche Theil hat die Temperatur 0 , der kleine Theil w der Capillarröhre von B bis zum Wasser des Troges D die Lufttemperatur t , endlich derjenige u , der vom Wasser umgeben ist, diejenige des Wassers τ .

2) Messung der Aenderung. — Nun wird die Verbindung γ des Hahnes C mit der äussern Luft geschlossen (oder die dortige Glasröhre zugeschmolzen). Man nimmt den Schnee weg, giesst Wasser in den Behälter B und erwärmt allmähig bis dasselbe siedet. Die vermehrte Expansivkraft drückt das Quecksilber in δ herab. Will man die Aenderung der Expansivkraft allein messen, so giesst man in den offenen Schenkel d des Manometers so viel Quecksilber, dass dasselbe im andern Schenkel stets auf δ bleibt. Der Unterschied b der beiden Säulen cathetometrisch gemessen und für die Temperatur corrigirt, stellt die Vermehrung des Druckes dar. — Will man hingegen die Ausdehnung v messen, so muss die Entfernung der Marken δ , ε vorläufig so gewählt werden, dass das Volumen von δ bis ε nahe gleich $0,366 \cdot V$ ist. In diesem Falle regulirt man das Quecksilber so, dass es im Schenkel c auf ε steht, das Volumen u ist um $\delta \varepsilon$ zu u' gewachsen, dagegen die Druckänderung h im einen oder andern Sinne sehr klein.

In diesem zweiten Zustande steht die innere Luft unter dem Drucke $H' + h$ (H' könnte von H verschieden sein). V hat die Temperatur T , welche dem Siedepunkt bei H' zugehört, w hat wie vorhin die Lufttemperatur t' , u oder u' diejenige des Wassers τ' , welche beide gleichfalls variirt haben können.

Seien nun V_0 , w_0 , u_0 , u_0' die Volumina der betreffenden Theile bei 0° , α der Ausdehnungscoefficient des Glasballons, ohne Nachtheil auch auf die andern Theile anwendbar, s_0 das specifische Gewicht der Luft im Normalzustande (159) bei 760 Millimeter und 0° , γ der gesuchte Coefficient der Luft, so hat man im ersten Zustande die Volumina (372)

V_0 , $w_0 (1 + \alpha t)$, $u_0 (1 + \alpha \tau)$ und die Luftdichten (158)

$$s_0 \frac{H}{760}, s_0 \frac{H}{760 (1 + \gamma t)}, s_0 \frac{H}{760 (1 + \gamma \tau)}$$

im zweiten dagegen die Volumina

$V_0 (1 + \alpha T)$, $w_0 (1 + \alpha t')$, u_0 oder $u_0' (1 + \alpha \tau')$ und Dichten

$$s_0 \frac{H' + h}{760 (1 + \gamma T)}, s_0 \frac{H' + h}{760 (1 + \gamma t')}, s_0 \frac{H' + h}{760 (1 + \gamma \tau')}$$

folglich, da die Luftmasse die gleiche bleibt, nach Weglassung des gemeinsamen Faktors $\frac{s_0}{760}$:

$$\begin{aligned} & [V_0 + w_0 \frac{1 + \alpha t}{1 + \gamma t} + u_0 \frac{1 + \alpha \tau}{1 + \gamma \tau}] H \\ &= [V_0 \frac{1 + \alpha T}{1 + \gamma T} + w_0 \frac{1 + \alpha t'}{1 + \gamma t'} + u_0' \frac{1 + \alpha \tau'}{1 + \gamma \tau'}] (H' + h), \end{aligned}$$

woraus γ zu bestimmen ist. Macht man den Versuch an einem kühlen Orte, so sind die Temperaturen t , t' , T , T' klein und es genügt, in den betreffenden Gliedern den Näherungswerth von $\gamma = 0,00366$ zu setzen; man bestimmt dann $1 + \gamma T$ und γ . Dieser zweite Näherungswerth in alle jene kleinen Glieder eingeführt, liefert für $1 + \gamma T$ und γ einen dritten u. s. f.

385. Nebenbestimmungen. — Die Volumina $w_0 (1 + \alpha t)$,

$u_0 (1 + \alpha \tau)$ u. s. f. können direkt bestimmt werden. Man giesst vorsichtig Quecksilber in den offenen Schenkel des Manometers d, bis es vom Schenkel c durch die Capillarröhre bis an den Behälter B reicht. Die Schenkel c und d werden nun getrennt und c allein zum Abfluss gebracht, erst bis zum Wasserstand des Troges D, dann bis zur Marke δ . Sind p, q die abgeflossenen Quecksilbergewichte, so hat man, wenn β den Ausdehnungscoefficienten dieses Metalles (381), S_0 das specifische Gewicht desselben bei 0_0 (160) bezeichnen

$$w_0 (1 + \alpha t) = \frac{p (1 + \beta t)}{S_0}, \quad u_0 (1 + \alpha \tau) = \frac{q (1 + \beta \tau)}{S_0}$$

Die Bestimmung des Ballon-Volumens V_0 und des Coefficienten α geschieht nach dem (373) erläuterten Gewichtsverfahren, nur wegen der Grösse des Gefässes mit besonderer Vorsicht. Nach Ablösung der feinen Röhre a aus dem Hahne C und Biegung derselben, füllt man A mit Quecksilber und erwärmt zur Entfernung aller Luft vorsichtig bis zum Sieden des Metalls. Dann lässt man in schiefer Stellung erkalten, während die nach unten gerichtete Spitze unter Quecksilber endet, und kühlt zuletzt durch Umschliessen mit Schnee bis auf 0 ab. Das Gewicht des Quecksilbers bei 0^0 zu bestimmen, sammelt man, beim Wegnehmen des Schnees und Herstellung der äussern Temperatur das ausfliessende Metall in ein besonderes Schälchen und fügt sein Gewicht demjenigen des Ballon-Inhaltes hinzu. — Um auf eine bekannte Temperatur zu erwärmen, hängt man das Ballon in einen Behälter, über Wasser, das erwärmt und im Sieden erhalten wird. Das während des Erwärmens ausfliessende und gewogene Quecksilber, von dem ursprünglichen Gewicht des Ballon-Inhaltes abgezogen, gibt dasjenige des Inhaltes bei der Siedetemperatur der Flüssigkeit, — die zweite Grösse, welche die Rechnung erfordert.

Die Siedetemperatur bei diesem und dem Hauptversuche (384) wird, gemäss spätern Erläuterungen, aus dem Barometerdrucke abgeleitet.

Die Ablesung der Quecksilberröhre bildet den unsichersten Theil der Bestimmungen, indem ein Fehler von 0,1 Millimeter bereits die vierte Decimale des Volumens bei 100^0 unsicher macht.

386. Resultate. — Aus der Gesammtheit der Régnault'schen Versuche, nach fünf verschiedenen Methoden angestellt, ergab sich für die trockene atmosphärische Luft:

Coefficient der Druckänderung	$\gamma' = 0,003665$
» » Volumenänderung	$\gamma = 0,003670$

Das Mittel $0,003667$ ist nahe $\frac{11}{3000} = 0,003666 \dots$, welchen Werth man den Rechnungen gewöhnlich zu Grunde legt.

Andere Gase, auf ähnliche Weise geprüft, gaben für γ und γ' :

	Magnus.	Volumänderung.	Druckänderung.
		γ	γ'
Wasserstoff	0,0036566	0,003661	0,003667
Atmosph. Luft	36651	3670	3665
Stickstoff	—	—	3668

Régnault.

	Magnus.	Volumänderung. Régault.	Druckänderung.
		γ	γ'
Kohlenoxyd	—	0,003669	0,003667
Kohlensäure	0,0036909	3710	3688
Stickstoffoxydul	—	3719	3676
Schweflichte Säure	38562	3903	3845
Cyngas	—	3877	3829

Diese Zahlen zeigen, 1) dass der Coefficient γ nur bei den vier ersten permanenten Gasen als gleich zu betrachten ist, während er bei den vier letzten, unter starkem Druck flüssig werdenden, merklich grösser und ungleich wird — vermuthlich ein Einfluss der Cohäsionskräfte; — 2) dass er selbst bei den permanenten Gasen, je nachdem die Aenderung des Druckes oder des Volumens ins Auge gefasst wird, etwas abweicht. Mit Ausnahme des Wasserstoffes, der sich entgegengesetzt verhält, geht die Volumenänderung etwas stärker vor sich, als die Druckänderung.

Régault hat seine Untersuchungen mit atmosphärischer Luft auch auf die Ausdehnung unter grösserem und kleinerem Drucke als dem atmosphärischen, ausgedehnt, wobei auf die elastischen Volumänderungen des Ballons durch Druck Rücksicht genommen wurde. Er nahm das Gas bei verschiedener Dichte, diejenige des Normalzustandes 1 gesetzt, erwärmte es von 0 bis 100°, und erhielt folgende Werthe für den mittleren Coefficienten der Druckänderung:

Dichte.	Druck		Coefficient.
	bei 0°	100°	
0,1444	109,72 Mm.	149,31 Mm.	0,0036482
0,3501	266,06	395,07	36542
0,4937	375,23	510,97	36572
1,0000	760,00	—	36650
2,2084	1678,40	2286,09	36760
2,8213	2144,18	2924,04	36894
4,1800	3655,56	4992,09	37091

Je grösser der Druck, je dichter gedrängt die Theilchen, desto stärker erscheint also die Druckänderung. Für verschiedene Gase weicht der Coefficient um so mehr aus einander, als der Druck grösser ist; für Kohlensäure z. B. stieg er von 0,0036856 auf 0,0038593, wenn der Druck von 758,47 auf 3589,07 sich änderte.

Für die Volumänderung bei verschiedenem, gleichbleibendem Druck erhielt er:

Atm. Luft.		Kohlensäure.		Wasserstoff.	
Druck.	Coeffic.	Druck.	Coeffic.	Druck.	Coeffic.
760	0,0036706	760	0,0037099	760	0,0036613
2525	36944	2520	38455	2545	36616

Auch hier wächst der Coefficient, mit Ausnahme des Wasserstoffes, sehr merklich mit dem Druck. In beiden Beziehungen also nähern sich die Gase um so vollständiger, als ihre Dichte eine geringere ist, einem unter sich und mit Rücksicht auf Volumen- und Druckänderung gleichen Verhalten.

Cap. 5. Thermometrie.

387. Vorbemerkung. — Die Ausdehnung durch Wärme bietet das einfachste Mittel zur Beurtheilung und Messung der Temperatur (361), von welcher unsere Wärmeempfindung abhängt. Fragt man aber, welcher thermometrischen Substanz der Vorzug gebührt, welche sich zur Bildung eines Normal-Thermometers besonders eignet, so fällt der Entscheid zu Gunsten der Gase aus: 1) weil ihre Veränderungen die stärksten sind; atmosphärische Luft dehnt sich gegen 160, Quecksilber nur etwa sieben Mal stärker als das einschliessende Glas aus; 2) weil die Veränderung bei den permanenten Gasen beinahe gar nicht mehr von der Natur derselben und ihrer Dichte abhängt (386), daher eine reinere Wirkung der Wärme sein muss, als bei festen und flüssigen Körpern, die sich auf ganz ungleiche Weise ausdehnen; 3) endlich, weil die grosse Entfernung von jeder Umwandlung der Aggregatform eine Gleichmässigkeit der Erscheinung erwarten lässt, wie bei keiner andern Substanz.

Immerhin ist damit nicht gesagt, sogar nicht wahrscheinlich, dass der am Luftthermometer gemessene Wärmegrad auch das Maass unserer von den Veränderungen in unseren festen Organen bedingten Empfindung sei. Eben so wenig darf ohne experimentellen Nachweis angenommen werden, dass gleichen successiven Ausdehnungen der Gase auch gleiche Wärmemengen (362) entsprechen.

388. Das Luftthermometer, — hat zwei Einrichtungen erhalten, je nachdem man die Temperatur mehr aus der Aenderung des Volumens oder der Expansivkraft ableitet.

1) Das Thermometer von Pouillet besteht aus einer Glaskugel A (Fig. 252), die in die zu messende Temperatur gebracht wird. Von ihr geht eine Capillarröhre a aus und führt an den mit Theilung versehenen Schenkel b eines offenen Manometers B. Das sich ausdehnende Gas geht theilweise nach b über und man misst das Volumen und den Druckunterschied, oder auch nur das erstere, nachdem man durch Abfluss von Quecksilber den Stand beider Schenkel b und c ausgeglichen hat.

Durch vorläufige Versuche kenne man das Volumen V_0 der Kugel (mit Inbegriff der gleicher Wärme ausgesetzten Capillarröhre) bei 0^0 und den Coefficienten der Ausdehnung α ; ebenso den unter der äussern Temperatur t' und dem äussern Drucke H' ausser dem noch eingenommenen Raum v' . Man beobachte nun, während die Kugel der zu messenden Temperatur T ausgesetzt bleibt, ausserhalb das Volumen v , die äussere Temperatur t , und den Druck (Atmosphäre und Manometer) H , so hat man zwei Bestimmungen: 1) Volumen V_0 bei 0^0 , v' bei t' , Druck H' ; 2) Volumen $V_0 (1 + \alpha T)$, bei T , v bei t , Druck H . Die Dichten werden

sein, im ersten Fall $s_0 \frac{H'}{760}$, $s^0 \frac{H'}{760 (1 + \gamma t')}$, im zweiten $s_0 \frac{H}{760 (1 + \gamma T)}$ und $s_0 \frac{H}{760 (1 + \gamma t)}$. Man erhält also, nach Gleich-

setzung der beiden Massen und Division mit $\frac{s_0}{760}$.

$$\left[V_0 + \frac{v'}{1 + \gamma t'} \right] H = \left[V_0 \frac{1 + \alpha T}{1 + \gamma T} + \frac{v}{1 + \gamma t} \right] H$$

woraus sich T bestimmen lässt.

2) Régnault benutzte einen cylindrischen Behälter A (Fig. 253) mit umgebogener Capillarröhre a, dessen Volumen V_0 bei 0, und Ausdehnungscoefficienten α man gleichfalls kennen muss. Nach Einsenken in die zu messende, andauernde Temperatur, setzt man die Oeffnung von a mit Austrocknungsröhre und Pumpe in Verbindung, trocknet durch 15- bis 20 maliges Füllen und Entleeren, entfernt die Pumpe, dass der äussere Druck H sich herstellt und schmilzt dann die Spitze von a zu. Gleich neben a macht man einen feinen Feilstrich. Nun kommt A in umgekehrter Stellung auf das Stativ B, die Spitze in Quecksilber C tauchend. Man umgibt A mit Schnee, bricht die angefeilte Spitze ab, worauf das Quecksilber bis auf eine gewisse Höhe b eindringt. Diese Höhe h über dem äussern Quecksilber, cathetometrisch gemessen und vom äussern Druck abgezogen, gibt den Druck H' , unter welchem jetzt das innere Gas steht. Man schliesst endlich die Oeffnung mittelst Wachs, entfernt den Schnee und nimmt das Gewicht P des Quecksilbers.

Man hatte also unter H und T das Gasvolumen $V_0 (1 + \alpha T)$, später unter H' und o , dasjenige $V_0 - \frac{P}{S_0}$, wo S_0 das specifische Gewicht des Quecksilbers bei 0° ist. Man erhält also

$$V_0 \frac{1 + \alpha T}{1 + \gamma T} \cdot H = \left(V_0 - \frac{P}{S_0} \right) H'$$

woraus T zu bestimmen ist.

Régnault bewies, dass verschiedene Luftthermometer mit Gas von etwas verschiedener Dichte angefüllt, vollkommen vergleichbare Resultate liefern, wenn man $\gamma = 0,003665$ setzt.

389. Das Quecksilber-Thermometer. — **Verfertigung.** — Für gewöhnliche Zwecke bedient man sich vorzüglich des einfachern und bequemern Quecksilber-Thermometers. Bei Verfertigung eines solchen hat man auf Folgendes zu achten:

1) Auswahl der Röhre. — Man sehe auf Reinheit von Staub und Feuchtigkeit, welche letztere bei sehr enger Röhre unmöglich zu entfernen ist. Nur in der Glasfabrik beiderseits zugeschmolzene Röhren erfüllen diese Bedingung vollständig. Reinigung durch Alcohol, Salpeter oder Schwefelsäure, nachher durch Wasser, lässt sich nur bei weitem Röhren anwenden.

2) Calibriren. — Die Prüfung der Röhrenweite geschieht mit einer kleinen Quecksilbersäule von 4—6 Centimeter Länge, die man in der Röhre fortbewegt. Gleiche Längen bezeichnen auch gleiche Weiten der verschiedenen Stellen. Soll die Eintheilung gleich lange und zugleich gleichwerthige Grade haben, so bleibt nichts übrig, als

unter einer grossen Zahl von Röhren die wenigen auszusuchen, welche durchgehends nahe die gleiche Weite zeigen. — Für genaue Instrumente ist aber rathsam, entweder, was das Gewöhnlichere ist, eine gleiche, aber willkührliche Theilung anzubringen, deren Bedeutung an allen Stellen man durch Fortbewegung einer Quecksilbersäule bestimmt und in eine Tafel bringt, oder eine Eintheilung mit gleichwerthigen aber ungleich langen Graden zu construiren, was durch Verschieben der Quecksilbersäule von Länge zu Länge, Ausmessen dieser Längen mittelst der Theilmaschine und Eintheilung jedes solchen Abschnitts in gleich viele Theile bewerkstelligt wird. Man überzieht die Röhre mit einem durchsichtigen Firniss, zeichnet die Theilstriche mittelst der Theilmaschine und äzt sie ins Glas durch Aussetzen während 20 Minuten in die Dämpfe von Flusssäure bei 30°.

3) Das Anblasen der Kugel darf der Feuchtigkeit willen nicht von Mund, sondern muss mit einer kleinen Pumpe und Austrocknungsröhre oder mit einer Gummi-elasticum-Blase, die man zusammenpresst, geschehen.

Soll das Thermometer den ganzen Raum von 0 bis 100° umfassen, so muss die scheinbare Ausdehnung (376) $V (\beta - \alpha) 100^\circ$ des Behälters V dem aus einer Quecksilberwägung bekannten Inhalt v der Röhrenlänge gleich sein. Es muss daher

$$V = \frac{v}{100 (\beta - \alpha)} \text{ oder gegen } 55 \cdot v$$

Da $\beta = 0,00018153$ für Quecksilber (381) und $\alpha = 0,000022 - 26$ für Glas (374).

4) Das Füllen mit Quecksilber geschieht durch Erwärmen und sofortiges Eintauchen des offenen Röhrenendes in warmes Quecksilber; nachher durch Anbringen eines kleinen Papiertrichters mittelst Siegelack, den man bei gerader Stellung des Instrumentes gleichfalls mit Quecksilber füllt und welcher der durch Erhitzung ausgetriebenen Luft keinen Rücktritt gestattet. Zur Entfernung aller anhängenden Luft und Feuchtigkeit muss die Hitze bis zum Sieden getrieben werden, was mit Stössen und desshalb mit einiger Gefahr verbunden ist.

5) Schliessen der Röhre. Hat man die Quecksilbermenge nach der gewollten obern Grenze des Instrumentes bemessen, so wird die Röhrenspitze in dem Momente zugeschmolzen, da das Quecksilber bis oben hin reicht. Auf diese Weise wird die Luft ausgeschlossen, deren Gegenwart in der Hitze das Quecksilber oxydiren und die Röhre verunreinigen könnte.

6) Zur Bestimmung des Eispunktes wird das Instrument, Behälter und Röhre, in Schnee gelegt, und zwar in schmelzenden, da die Temperatur des trockenen Schnees nicht constant ist und zugleich viel niedriger als 0 sein kann.

7) Bestimmung des Siedepunktes, durch Aussetzen des Thermometers in die Dämpfe von siedendem Wasser, eine Temperatur, welche constanter ist, als diejenige der siedenden Flüssigkeit selbst. Das Thermometer wird in dem Behälter A (Fig. 254), im Korbe a verschiebbar, befestigt und so gestellt, dass während des Siedens das

Ende des Quecksilbers eben noch gesehen und bezeichnet werden kann. Ein Mantel B, dessen Raum der entweichende Dampf durchströmt, um in b zu entweichen, schützt den innern Raum vor Abkühlung. Der so bestimmte Siedepunkt bedarf aber einer Korrektur, da er mit dem Luftdrucke ändert und von dem Normaldruck von 760 Millimeter abweicht. Einer Vermehrung des Normaldruckes von 27,63 Millimeter entspricht eine Erhöhung des Siedepunktes von 1° C, einer Verminderung von 26,79 Millimeter, eine Erniedrigung von 1°. Beobachtet man also den Barometerstand H , so ist der beobachtete Siedepunkt nicht 100, sondern

$$100 - \frac{760 - H}{26,79} \text{ oder } 100 + \frac{H - 760}{27,63}$$

8) Anbringung der Eintheilung. Auf diese beiden Normalpunkte wird die Eintheilung, wenn sie noch nicht vorhanden ist, eingerichtet, oder, wenn zum voraus angebracht, durch Rechnung zurückgeführt.

390. Korrekturen. — 1) Dem Früheren zufolge (381) hat Quecksilber, mit Luft verglichen, eine wachsende Ausdehnung. Wird daher die Eintheilung wie gewöhnlich auf die Punkte 0 und 100 richtig eingestellt, so gibt die Verlängerung derselben nach oben zu hohe Temperaturen. Nach Régnault's Vergleichen ist die Abweichung der aus beiden Ausdehnungen sich ergebenden Temperaturen die folgende:

Lufttherm.	Quecks.	Korrekt.	Lufttherm.	Quecks.	Korrekt.
0	0,000	0,000	200	202,782	— 2,782
50°	49,650	+ 0,350	250	255,214	— 5,214
100	100,000	0,000	300	308,340	— 8,340
150	151,044	— 1,044	350	362,160	— 12,160

Was man indess am Quecksilber-Thermometer abliest, ist nicht die wahre, sondern die um die Glasausdehnung verminderte scheinbare Ausdehnung des Quecksilbers (376), welche man selten genau kennt, und die sowohl mit der Natur des Glases, als mit der Gestalt des Quecksilber-Behälters abweicht. So fand z. B. Régnault mit vier Glassorten:

Lufttherm.	Quecksilber - Thermometer.			
	Krystallgl. (Choisy-le-Roi).	Gem. Glas.	Grünes Glas.	Schwedisch. Glas.
0	0	0	0	0
100	100	100	100	100
150	150,40	149,80	150,30	150,15
200	201,25	199,70	200,80	200,50
250	253,00	250,05	251,85	251,44
300	305,72	301,08	—	—
350	360,50	354,00	—	—

Bei dem zweiten Thermometer compensiren sich die Abweichungen der Ausdehnung für Quecksilber und Glas so vollständig, dass die scheinbare Ausdehnung mit derjenigen der Luft nahe Schritt hält. In der Regel ist diess aber nicht der Fall und man kann dem Fehler nicht, wie Dulong und Petit geglaubt, durch eine allgemein gültige Korrekturstabelle begegnen.

2) Hat man gleich nach der Verfertigung eines Thermometers, selbst des sorgfältigsten, die beiden Normalpunkte bestimmt, so zeigt sich nach einiger Zeit ein bis zu einer gewissen Grenze wachsender Fehler, der bei grossen und dünnen Kugeln die Normalpunkte bis 1 und $1\frac{1}{2}^{\circ}$ fehlerhaft macht. Egen hat nachgewiesen, dass diess vom Luftdrucke herrühre, unter dessen Einfluss die Kugel des luftleeren Thermometers, durch ein Nachgeben der Elasticität (201) sich allmählig verkleinert. Man muss desshalb die Normalpunkte erst einige Jahre nach Verfertigung des Instrumentes bestimmen oder von Zeit zu Zeit in schmelzendem Schnee die Abweichung prüfen und als negative Correktion in Rechnung bringen.

3) Im ersten Augenblick, wenn ein Thermometer in eine sehr abweichende, z. B. höhere Temperatur gelangt, zeigt es eine entgegengesetzte Wirkung, ein Sinken statt eines Steigens, was daher rührt, dass die Hülle sich vor dem Quecksilber ausdehnt. Um die Temperatur richtig zu erhalten, bedarf es daher einer Zeit von 8—10 Minuten. Nicht allein ist Zeit nothwendig, damit das Quecksilber sich vollkommen durchdringe, nach Egen nimmt auch das Glas nur allmählig sein richtiges Volumen an.

4) Wenn nicht die ganze Röhre, wie bei Bestimmung der Normalpunkte, der zu messenden Temperatur ausgesetzt ist, so bedarf der nicht ausgesetzte Theil der Quecksilbersäule einer positiven Correktion, welche genähert der Ausdehnung dieses Theiles für die halbe Differenz der zu messenden und äussern Temperatur entspricht. Genauer lässt sie sich durch besondere Versuche bestimmen, indem man das Instrument ganz und dann theilweise in eine bestimmte bekannte Temperatur versenkt.

391. Abänderungen des Thermometers. — 1) Da Quecksilber bei -39° gefriert, nimmt man für tiefere Temperaturen zu Alcohol (bei -120° noch nicht erstarrend) seine Zuflucht. Hingegen werden über 10° die Ausdehnungen des Weingeistes zu ungleich (377), um bei genauen Bestimmungen dienen zu können. Statt des Siedepunktes wird am Weingeistthermometer durch Vergleichung mit einem Normalthermometer irgend ein anderer Normalpunkt benutzt.

2) Ein sehr empfindliches Thermometer bedarf einer äusserst feinen Röhre, die bei gewöhnlicher Länge dann nur 10—15 $^{\circ}$ umfasst. Um es auf einen grössern Spielraum anzupassen, versieht Walferdin sein metastatisches Thermometer mit einer ganz willkührlichen feinen Eintheilung und oben mit einer birnförmigen Erweiterung a (Fig. 255). Für das erste Temperaturintervall, z. B. von 0—15 $^{\circ}$, dient es in seinem ursprünglichen Zustande; für ein zweites (15 $^{\circ}$ —30 $^{\circ}$) erwärmt man es bis über 30 $^{\circ}$, wobei ein Theil Quecksilber in die obere Erweiterung tritt; man löst diesen Theil (bei schiefer Stellung der Röhre) durch einen kleinen Schlag vom Uebrigen ab, mit welchem er sich, bei niedrigeren Temperaturen, der Feinheit der Röhre wegen, nicht wieder vereinigt. Die Bedeutung der Eintheilung dieses neuen Thermometers wird aus der Vergleichung zweier Punkte mit einem Normalthermometer abgeleitet.

3) Dulong hat zur Temperaturmessung häufig sein Gewichtsverfahren (373) benutzt. Kennt man durch vorläufige Versuche das Quecksilbergewicht P_0 bei 0^0 , und den Ausdehnungscoefficienten des Behälters α , und beobachtet in der zu messenden Temperatur, von 0 an, eine ausgetretene Quecksilbermenge p , so dass $P = P_0 - p$, so findet man

$$t = \frac{p}{(\beta - \alpha) P_0 - \beta p}$$

wo für β , dem mittlern Coefficienten des Quecksilbers, zuerst der Tafel von Régnault (381) ein ungefährer Werth entnommen, und nachher aus dem gefundenen t verbessert, zu einer neuen nähern Berechnung dieser Grösse benutzt wird.

392. Die Extremthermometer — haben zum Zweck, das Maximum oder Minimum der Temperatur eines gewissen Zeitraumes, z. B. der 24 Stunden, anzugeben.

1) Nach der gewöhnlichsten, von Rutherford herrührenden Einrichtung wird die Röhre horizontal gelegt, und im Innern mit einem beweglichen Index versehen, der an den Grenzen der Flüssigkeits-Bewegung liegen bleibt. Das Maximum-Thermometer A (Fig. 256) enthält Quecksilber, das mit seiner Kuppe ein äusseres Stahlstäbchen a fortstösst, das Minimum-Thermometer B Alcohol und einen versenkten Glasindex b, der zurückgezogen wird. Vor dem Beginn einer Beobachtung neigt man das Brettchen, dass die beiden Cylinder an die Grenze der Flüssigkeiten gelangen.

2) Das Sixt'sche Thermoscop (Fig. 257) erlaubt an Einem Instrument, freilich ohne Genauigkeit, das Maximum und Minimum zu beobachten. Von einem Weingeistbehälter a geht eine feine Röhre aus, die sich erst niederwärts, dann aufwärts biegt und in einem leeren, aber geschlossenen Behälter b endet. Der untere Theil der Röhre enthält Quecksilber und an der Grenze desselben, zu beiden Seiten, federnde Glas-Indices c. Das Quecksilber in der Kälte stösst den Index α des Minimums, in der Wärme denjenigen β des Maximums vor sich her. Durch Schwingen des Instrumentes treibt man beide wieder zurück. Der Weingeist des Behälters a ist hier die thermometrische Substanz.

3) Die Ausflussthermometer von Walferdin haben folgende Einrichtung: Dasjenige für Maxima-Temperaturen ist ein empfindliches Quecksilberthermometer A (Fig. 258), das von 0^0 seiner Theilung etwa 20^0 umfasst und oben in eine feine von einem (Quecksilber enthaltenden) Behälter a umschlossene Spitze ausgeht. Man erwärmt, neben einem Normalthermometer, bis oben Quecksilber in den Behälter a ausfliesst, weiss also, dass bei dieser Temperatur, z. B. 30^0 , das Metall die Röhre ganz erfüllt. Einer höhern Wärme ausgesetzt, fliesst mehr aus; in die Temperatur 30 zurückgebracht, steht daher das Quecksilber tiefer und die Anzahl Grade der Senkung, zu 30 addirt, geben das gesuchte Maximum. Die Vergleichungstemperatur muss also tiefer stehen, als die zu prüfende.

Das Minimum-Thermometer B hat in dem obern Behälter a etwas

Weingeist, in dem untern b Quecksilber und darüber Weingeist, endlich nach dem untern Behälter hin eine feine Ausflussspitze. Den untern Behälter erkältet man unter die gesuchte Temperatur, damit er genug Flüssigkeit aufnehme; lässt dann in umgekehrter Stellung durch eine geringe Erwärmung eine Quecksilbersäule von $10-15^{\circ}$ in die Röhre dringen, so dass bei normalem Einsenken in eine bekannte Temperatur, z. B. von 12° , die Röhre bis zur Abflussspitze voll bleibt. Nach Aussetzen in das gesuchte Minimum prüft man den untern Stand des Quecksilbers neuerdings bei 12° (der obere zeigt sich unverändert), die Höhe desselben bezeichnet die Senkung jenes Minimums unter 12° .

Wie man sieht, wird bei diesen Instrumenten alles auf Vergleichung mit einem Normalthermometer zurückgeführt.

393. Metallthermometer. — Auf der ungleichen Ausdehnung zweier Metalle gründen sich, unter der Voraussetzung, dass die Aenderung der Länge und der Erwärmung proportional sei, verschiedene Thermometer von mehr praktischem als wissenschaftlichem Nutzen.

1) Das Uhrthermometer (Fig. 259), wo die Krümmungsänderung einer gebogenen Lamelle a aus Stahl und Kupfer (371) durch eine Hebelübersetzung b vergrößert und auf einen Zeiger c übertragen wird. Der Werth der Kreistheilung wird durch Vergleichung mit einem guten Quecksilberthermometer bestimmt.

2) Wichtiger ist das Breguet'sche Thermometer. Es besteht aus einem schmalen Bande A (Fig. 260) aus drei Metallschichten, innen Platin, aussen Silber, dazwischen Gold, in Gestalt einer Schraube gewunden. Das obere Ende a ist fest, das untere b, welches einen feinen auf einer Kreistheilung spielenden Zeiger c trägt, frei. Da Silber sich am stärksten, Platin am schwächsten ausdehnt, öffnen und schliessen sich die Schraubenwindungen durch Wärme und Kälte (371) und der Zeiger geht nach der einen und andern Seite hin. Auch hier regulirt man die Theilung durch Vergleichung mit einem andern Thermometer. An Schnelligkeit der Anzeige, bei kurz dauernden Temperaturen, übertrifft kein Instrument das Breguet'sche Thermometer, indem die Wärme keine störende Glashülle und nur eine ganz dünne gutleitende Metallmasse zu durchdringen hat.

394. Pyrometer. — Die genaue Messung hoher Hitzgrade ist eine schwierige Aufgabe, wesshalb mancherlei Mittel in Vorschlag gebracht worden sind. Die einen, genauern, sind von umständlichem Gebrauche und kostbar, die andern, obgleich praktisch, ganz ungenau. Als die genauesten hat man zu betrachten:

1) Das Luftpyrometer von Pouillet, die früher (388) erklärte Vorrichtung, in welcher der Behälter mit dem in der Hitze befindlichen Theile der Capillarröhre aus Platin, statt aus Glas, hergestellt wird. Pouillet bestimmte mit diesem Instrumente die Hitze, welcher verschiedene Grade des Glühens entsprechen, und fand:

Anfang des Glühens	525°	Dunkel-Pomeranzen	1100
Dunkles Glühen	700	Hell-Pomeranzen	1200
Anfang kirschroth	800	Weissglühen	1300
Kirschroth	900	Starkweiss	1400
Hellkirschroth	1000	Blendendweiss	1500

2) Das Pyrometer von Brongniard und Petersen (Fig. 261) besteht aus einem Platinstab a, der am Grunde der Eisenröhre b befestigt ist und sich mit seinem andern Ende gleichfalls in einen Eisenstab c verlängert. Der Theil der Röhre mit dem Platinstabe befindet sich ganz in die zu messende Hitze versenkt. Am äussern Ende der Röhre ist eine Metallplatte mit eingetheiltem Sektor angebracht. Der Eisenstab c wirkt auf den kleinen Arm eines Hebels, dessen grösserer mit gezähntem Bogen das Getriebe mit dem Zeiger d bewegt. Da in der Länge c Stab und Röhre sich gleich ausdehnen, so hängt die ganze Bewegung des Zeigers von dem ganz der Hitze ausgesetzten Theile a und der Differenz zwischen der Ausdehnung von Eisen und Platin ab, welche ihrer Kleinheit wegen bedeutender Vergrösserung bedarf.

Ihrem Prinzip nach abweichend, aber ganz ungenau, obgleich bequem, sind die folgenden Mittel:

3) Das Wedgwood'sche Pyrometer beruht auf der Ausnahmserscheinung mancher poröser Substanzen (Holz, Erden u. s. f.), durch Hitze statt eine Ausdehnung, eine Zusammenziehung, ein Schwinden zu erleiden. Abweichend von dem Verhalten eines abgeschlossenen Raumes (372) ziehen sich die Poren mehr zusammen, als die festen Theile sich ausdehnen und es erfolgt eine Umstellung der letztern.

Wedgwood bildet unter bestimmtem Druck kleine Thoncylinder a (Fig. 262) und prüft, wie weit sie, nach Aussetzen der Hitze, in eine von 0,5 bis 0,3 Zoll (engl.) zusammenlaufende Messingrinne b vorgeschoben werden können. Die ganze Rinne zählt 240 Pyrom. Grade. Nach Guyton-Morveau gehen die Cylinder bei 289° C. an den Anfang der Theilung und jeder Grad entspricht 34 Thermometer-Graden. — Die ungleiche Zusammenziehung verschiedener Thonarten, selbst verschiedener Stücke desselben Thones, die Unregelmässigkeit des Schwindens, wodurch die Cylinder sich verziehen, endlich der Einfluss der Dauer der Erhitzung, hindern jede Genauigkeit.

4) Prinsep beurtheilte starke Ofenhitzen nach der Schmelzung verschiedener Metallmischungen. Auf einem Brettchen aus unschmelzbarer Erde befinden sich kleine Vertiefungen, in welche eine Reihe immer schwerer schmelzbarer Legirungen sich befinden. Eine erste Reihe besteht aus Silber, legirt mit 0, 1, 2, 3 . . Zehntel Gold, eine zweite aus Gold mit 0, 1, 2, 3 . . Hundertel Platin. Die Nummer der letztgeschmolzenen Kugel bezeichnet die gesuchte Temperatur; weder kennt man aber die Temperaturen selbst, noch darf man die Intervalle derselben als gleich annehmen.

2. Die Erwärmung der Körper.

Cap. 6. Die Messung der Wärme.

395. Vorbemerkung. — Die im Vorigen erläuterte Ausdehnung der festen und flüssigen Körper, die Vergrößerung des Volumens oder der Expansivkraft bei den luftförmigen, hängen von einer Aufnahme von Wärme ab. Was auch die Wärme ist, das Quantum Wärme, welches der Körper mehr erhält in dem einen als in dem andern Zustande, muss ein bestimmtes, mit der Veränderung selbst zusammenhängendes sein, gleichviel ob, anderer Umstände willen, auf dem einen Wege der Veränderung mehr als auf dem andern aufgewendet wurde. Bei gleicher Masse bedarf der eine Körper zu einer bestimmten Erwärmung eines grössern, der andere eines kleinern Wärmequantums, der eine hat eine grössere, der andere eine kleinere Capacität für Wärme. Nennt man, wie schon angedeutet (362), Wärmeeinheit (Calorie) die Wärme, deren die Gewichtseinheit (1 Kil. oder 1 Gramm) Wasser bedarf, um sich von 0^0 auf 1^0 zu erwärmen, so heisst die Zahl, welche angibt, wie viel solcher Einheiten eine Gewichtseinheit eines andern Körpers nöthig hat, seine specifische Wärme.

Die Kenntniss der specifischen Wärme C ist in allen Fällen erforderlich, wo man die Wärmemenge Q berechnet, die ein Körper vom Gewichte P aufnimmt oder abgibt, um sich um eine bestimmte Zahl Grade t zu erwärmen oder abzukühlen. Betrachtet man die specifische Wärme für alle Grade als gleich, eine Voraussetzung, auf die wir zurückkommen werden, so bedürfen offenbar P Kilogr. eines Wärmequantums

$$Q = C \cdot P \cdot t. \quad (1)$$

welches dem Gewichte P , der specifischen Wärme C und der Temperaturerhöhung t proportionel ist.

Oft fragt man nach der Wärmemenge oder der specifischen Wärme C' der Volumeneinheit, oder nach der relativen Wärme. Da das specifische Gewicht nichts anderes ist, als das Gewicht der Volumeneinheit, so hat man

$$S = \frac{P}{V} \text{ und } C' = C \cdot S = \frac{C P}{V} \quad (2)$$

Die Wärmemenge Q für ein Volumen V und t^0 Grade wird sein

$$Q = C' \cdot V \cdot t \quad (3)$$

396. Das Mischungsverfahren. — Richmann erkannte zuerst, dass zwei Gewichtsmengen P, P' einer gleichen Substanz, z. B. Wasser, von verschiedenen Temperaturen t und t' , eine Mischung von mittlerer Temperatur geben, gleich als vertheilten sich die Wärmegrade auf die ganze Masse $P + P'$. Ist T die Mischungstemperatur, so erhält man

$$(P + P') T = P \cdot t + P' \cdot t', \text{ woraus } T = \frac{P t + P' t'}{P + P'}$$

Sei $t > T > t'$. Bei jeder solchen Mischung wird, abgesehen von

fremden Wärmeverlusten, die Wärmemenge, welche der eine Theil P verliert, demjenigen, welche der andere P' gewinnt, gleich sein. Das obige Gesetz gibt

$$P(t - T) = P'(T - t')$$

was nur der Fall ist, wenn die specifische Wärme C für alle Grade die gleiche bleibt.

Werden aber zwei Mengen P, P' verschiedener Körper gemischt, deren specifische Wärmen C, C' verschieden sind, so liegt offenbar die Mischungstemperatur T mehr nach der desjenigen Körpers hin, dessen Masse und specifische Wärme die grössern sind. Bei Ausgleichung der Temperatur durch Mischung verlangt die Gleichheit der aufgenommenen und abgegebenen Wärmemengen:

$$CP(t - T) = C'P'(T - t')$$

daher $t - T$ um so kleiner wird, je grösser CP gegen $C'P'$ ist. Daraus bestimmt sich

$$C = C' \cdot \frac{P'(T - t')}{P(t - T)}$$

Man berechnet also diese Grösse aus den Gewichten P, P' , den Temperaturen t, t' vor der Mischung, der Mischungstemperatur T und der specifischen Wärme C , der einen Substanz, gewöhnlich Wasser.

397. Versuche. — Die zahlreichsten neuern Bestimmungen über die specifische Wärme verdankt man Neumann und Régnault; sie wurden durch das Mischungsverfahren, das grosse Genauigkeit zulässt, erhalten.

Der Apparat von Régnault besteht 1) aus dem Theile, der zur Erwärmung, und 2) demjenigen, der zur Mischung dient. Der erste ist ein Behälter A (Fig. 263) mit Doppelwand, in welchen eine constante Temperatur dadurch erhalten wird, dass beständig Dämpfe siedenden Wassers von einem Dampfkessel in a ein- und in b nach einem Kühlgefäss wieder wegströmen. Zwischen beide Wände bringt man eine wärmehaltende Substanz, Wolle oder Baumwolle, ein. Durch die Mitte des Behälters geht ein beiderseits mit Schiebern verschliessbarer Cylinder B, welcher in c einen leichten Drahtkorb oder eine dünne Blechbüchse, von einem Faden gehalten, zur Aufnahme des zu prüfenden Körpers, einschliesst. Ein oben befestigtes Thermometer d reicht in einen hohlen Raum in der Axe des Drahtkorbes. — Der Mischungsapparat ist ein von Seidenfaden getragenes Gefäss C aus ganz dünnem Blech, mit einem bekannten Wassergewicht. Es enthält ein sehr empfindliches Thermometer e, und wird, wenn das Thermometer d einen bleibenden Stand erreicht hat, auf einen Augenblick unter den Erwärmungsapparat geschoben, vor dessen Wärme es durch das Wasser f geschützt wird; dann, nachdem man den Drahtkorb hat herabgleiten lassen, schnell wieder, behufs Ablesung der Mischungstemperatur durch Fernrohr, zurück gezogen,

Neumann hat neuerdings einen den Drahtkorb ersparenden Erwärmungsapparat angewandt. Durch die Mitte eines Gefässes A (Fig. 264), von der Gestalt eines liegenden Cylinders, geht eine

schwachconische Hülse zur Aufnahme eines genau eingepassten conischen Hahnes B, welcher letztere einen nach der conischen Fläche offenen Behälter a für den Körper und das Thermometer b enthält. Hat sich das Ganze durch Dampf, der bei c in den Hahn, von diesem bei d in den Cylinder und endlich bei e in ein Kühlgefäss fliesst, auf einen constanten Punkt erwärmt, so wird der Hahn um 180^0 gedreht und der Körper fällt durch die Lücke f des Cylindergefässes in das Mischungsgefäss C mit Thermometer.

398. Nebenumstände. — Bei Berechnung der Versuche hat man auf zweierlei zu achten: 1) dass mit dem Körper, bei Régnault wenigstens, auch der Drahtkorb sich abkühlt, mit dem Mischungswasser auch das Gefäss und das Thermometer sich erwärmen. Hat ein solcher Nebentheil ein Gewicht p und eine durch vorläufige Versuche bekannte specifische Wärme c , so kann man an dessen Stelle sein Wasseräquivalent

$$p' = c \cdot p$$

einführen.

2) Dann erleidet das Gefäss während der Mischung, wenn es kälter ist, als die umgebende Luft, von letzterer eine Erwärmung, wenn wärmer, eine Abkühlung. Findet man durch einen vorläufigen Versuch, dass eine Totalerwärmung des Wassers Δ entsteht, so wählt man bei einem zweiten Versuch die Wassertemperatur t' (396) um $\frac{1}{2} \Delta$ unter der Lufttemperatur τ , da dann die Mischungstemperatur T gegen $\frac{1}{2} \Delta$ höher sein wird, wobei Verlust und Gewinn sich theilweise ausgleichen.

Auf dem Wege des Versuchs lässt sich der Wärmeverlust q wie folgt bestimmen. Es bezeichne P das Gewicht, C die specifische Wärme des Körpers, P' das Gewicht des Wassers, p, p' die Wasseräquivalente der beidseitigen Nebentheile; ist q der zu bestimmende Wärmeverlust, so hat man

$$(P C + p) (t - T) = (P' + p') (T - \tau) + q$$

Nun wiederhole man den Versuch ganz auf gleiche Weise und in der gleichen Zeit mit einer solchen Menge P'' eines Körpers von bekannter specifischen Wärme (Wasser, Quecksilber, Platin) dass

$$P'' C' + p = \frac{(P' + p') (T - \tau)}{t - T}$$

Es entsteht eine Mischungstemperatur T' , die nur wenig von T abweicht. Man hat nahe

$$(P'' C' + p) (t - T') = (P' + p') (T' - \tau) + q$$

woraus sich q aus lauter bekannten Grössen bestimmt zu

$$q = (P' + p') \frac{(T - T') (t - \tau)}{t - T}$$

Andere Mittel, diese Correktion zu bestimmen, können hier noch nicht erklärt werden.

399. Das calorimetrische Verfahren. — Lavoisier und Laplace haben die Wärmemenge nach der Menge Eis bestimmt, welche

beim Abkühlen des Körpers von einer beobachteten Anfangstemperatur t bis auf 0^0 geschmolzen wird. Ihr Calorimeter besteht aus zwei in einander befindlichen Blechbehältern A und B (Fig. 265), beide oben mit Deckel versehen und unten in Abflussröhren a und b, mit Hahn, ausgehend. In dem einen Behälter A hängt der Drahtkorb (oder das Blechgefäß), der den abgewogenen und auf die beobachtete Temperatur t gebrachten Körper P aufnimmt und ganz von Eisstücken umgeben wird. Der Körper erkaltet sich auf 0, wobei seine ganze Wärmemenge $P \cdot C \cdot t$ auf Schmelzung des Eises verwendet wird. Man sammelt unten das durch a ausfliessende Schmelzwasser, dessen Gewicht p sei. Der Zwischenraum beider Behälter wird mit Schnee oder zerstoßenem Eis angefüllt, um das Eindringen der Zimmerwärme zu hindern.

Wiederholt man den gleichen Versuch mit einem zweiten Körper P' , der, von der Temperatur t' ausgehend, die Wassermenge p' liefert, so erhält man

$$\frac{P \cdot C \cdot t}{P' \cdot C' \cdot t'} = \frac{p}{p'} \quad \text{also} \quad C = C' \frac{P' t' p}{p t p'}$$

Aus Versuchen mit heissem Wasser weiss man für ein und allemal, dass die Schmelzung von 1 Kil. Eis 79,035 Wärmeeinheiten verlangt, d. h. eine Wärmemenge, welche eben so viele Kil. Wasser um 1^0 zu erwärmen vermag. Man hat daher einfach

$$C = 79,035 \frac{p}{P \cdot t}$$

Dieses einfache, namentlich auf grössere Massen anwendbare Verfahren leidet unter der Unsicherheit über die Menge des Schmelzwassers, da ein Theil desselben durch Adhäsion und Capillarität an und zwischen den Eisstücken hängen bleibt. Anzunehmen, dass bei Anwendung nasser, zugleich natürlich möglichst grosser und dichter Eisstücke, die anhängende Wassermenge vor und nachher genau die gleiche sei, ist eine willkürliche Voraussetzung.

Dulong hat das Verfahren auf den letzten Grad der Einfachheit gebracht. Statt des Calorimeters dient ein dichtes Eisstück A (Fig. 266), das zur Aufnahme des Körpers zu einer Höhlung ausgebohrt wird. Ein zweites Eisstück B bildet den Deckel. Während die Zimmerwärme nur aussen Eis abschmilzt, sammelt sich in der Vertiefung alles vom Körper herrührende Schmelzwasser und wird dann schnell ausgegossen und gewogen.

400. Das Erkältungsverfahren. — Ein heisser Körper, im Raume frei erkaltend, verliert seine Wärme mit ungleicher Geschwindigkeit; das Thermometer sinkt anfangs schneller, dann immer langsamer. Für eine kleine Temperaturänderung δt kann das Ausströmen der Wärme, deren Menge aus dem Gewichte P und der specifischen Wärme C berechnet, $P \cdot C \cdot \delta t$ ist, als gleichförmig betrachtet werden. Bezeichnet δy die hierzu erforderliche Zeit, so hat man

$$P \cdot C \cdot \delta t = \alpha \delta y \quad \text{und} \quad \delta y = \frac{P C \delta t}{\alpha}$$

wo α ein von der Temperatur t und der Natur der Wärme abgehenden Oberfläche abhängiger Coefficient ist.

Lässt man die Erkaltung von t bis t' fortschreiten, so bedarf es einer Zeit

$$y = P \cdot C \cdot S \left(\frac{\delta t}{\alpha} \right)$$

welche dem Gewichte P und der specifischen Wärme C proportional ist. Nun bestehe der Körper aus einem Gefäss vom Gewichte p und der specifischen Wärme c , welches nach einander mit den Gewichten P, P' zweier Substanzen (specifische Wärme C, C') angefüllt wird. Man beobachte für die nämliche Abkühlung von t auf t' , die Abkühlungszeiten y, y' , so hat man, da $S \left(\frac{\delta t}{\alpha} \right)$ den gleichen Werth behält:

$$y = (P C + p c) S \left(\frac{\delta t}{\alpha} \right) \quad \text{und} \quad y' = (P' C' + p c) S \left(\frac{\delta t}{\alpha} \right)$$

woraus dann

$$C = C' \frac{P' y}{P y'} + c \frac{p}{P} \left(\frac{y}{y'} - 1 \right)$$

Dulong und Petit bedienten sich zuerst dieses von Tobias Mayer angegebenen Verfahrens; später dann Régnault, dessen Apparat der folgende ist. Ein kleines cylindrisches Gefäss von dünnem vergoldetem Blech A (Fig. 276) nimmt den festen Körper in Pulvergestalt auf, ein dünnes Glasgefäss A' den flüssigen. Es enthält in seiner Mitte ein feines Thermometer a mit grossen Graden. Mittelst der kleinen Scheibe b wird das Blechgefäss mit dem Körper in den weitem Behälter B hinein gehängt, welcher oben mit einem Deckel c, auf dem eine Glashülse d zur Aufnahme des Thermometers aufgesteckt ist, durch Ringschluss (166) luftdicht geschlossen wird. Die Seitenröhre e gestattet mittelst einer Luftpumpe den Raum von Luft und Feuchtigkeit zu entleeren, welche den Versuch fehlerhaft machen. Den Behälter B endlich stellt man zur Erhaltung einer constanten äussern Temperatur in ein grösseres Gefäss mit Schnee. Nachdem man das kleine Gefäss A etwas höher erwärmt und eingesetzt, den Apparat geschlossen und schnell von Luft entleert hat, beobachtet man die Zeit vom Augenblick, da das Thermometer auf etwa 20^0 gelangt, bis es auf 15^0 oder 10^0 gesunken ist.

Das Verfahren setzt voraus, dass die Temperatur des ganzen Körpers die gleiche und von dem Thermometer richtig angegeben werde, was nur bei kleinem Behälter und sehr langsamer Abkühlung genähert, richtig ist. Nach Régnault hat zudem die ungleiche Compression des pulverförmigen Körpers einen erheblichen Einfluss. Lockerer Silberstaub z. B. gab $C = 0,085$, gepresster $0,057$. Das Verfahren erweist sich daher besser für Flüssigkeiten, als für feste Körper.

Cap. 7. Specifische Wärme der festen und flüssigen Körper.

401. Specifische Wärme der einfachen Körper. — Ueber die Metalle und einige andere einfache feste Stoffe haben vorerst Dulong und Petit nach den beiden Methoden der Mischung und Erkältung, dann aber vorzüglich Régnault unter Berücksichtigung möglicher Reinheit, ausgedehnte Untersuchungen durchgeführt.

	Dulong.	Régnault.		Dulong.	Régnault
Osmium		0,03063	Uran (unrein)	—	0,06190
Wismuth	0,0288	0,03084	Molybdän (unrein)	—	0,07218
Blei	0,0293	0,03140	Selen	—	0,07616
Platin	0,0314	0,03243	Arsen	—	0,08140
Gold	0,0298	0,03244	Kupfer	0,0949	0,09515
Quecksilber	0,0330	0,03332	Zink	0,0927	0,09555
Wolfram (unrein)	—	0,03636	Brom	—	0,09843
Iridium (unsicher)	—	0,03637	Kobalt	0,1498	0,10696
Tellur	—	0,04737	Nickel (unrein)	0,1035	0,10863
Antimon	0,0507	0,05077	Eisen	0,1100	0,11379
Rhodium (unsich.)	—	0,05408	Mangan (unrein)	—	0,14411
Jod	—	0,05412	Kalium	—	0,16956
Zinn	0,0514	0,05623	Schwefel (unsich.)	—	0,18440
Cadmium	—	0,05669	Phosphor (unsich.)	—	0,18949
Silber	0,0557	0,05701	Aluminium (unsich.)	—	0,21430
Palladium	—	0,05927	Kohle (animal.)	—	0,26085
			Natrium (uns)	—	0,29342

Alle diese Zahlen bleiben tief unter der Einheit oder der specifischen Wärme des Wassers. Unter den Metallen bedürfen die schweren, Platin, Gold, Blei, Quecksilber, der kleinsten, die leichten, Kalium und Natrium, der grössten Wärmemenge zu ihrer Erwärmung, jene gegen $\frac{1}{33}$ diese gegen $\frac{1}{4}$ von der des Wassers.

402. Weitere Bestimmungen. — Man besitzt eine grosse Zahl von Bestimmungen über zusammengesetzte Stoffe, aus welchen wir einige hervorheben wollen.

1) Legirungen nach Atomen. — (Régnault.) — S ist das specifische Gewicht, C die specifische Wärme.

	S	C		S	C
1 Blei 1 Zinn	9,387	0,04073	1 Wism. 2 Zinn 1 Ant.	7,883	0,04621
1 » 2 »	8,777	0,04506	1 Quecks. 1 Zinn	—	0,07294
1 » 1 Ant.	—	0,03880	1 » 2 »	—	0,06591
1 Wism. 1 Zinn	8,759	0,04000	1 » 1 Blei	—	0,03827
1 » 2 »	8,085	0,04504			

2) Binäre Verbindungen Eines Radicals R — (Régnault)

Sauerstoff.		Schwefel.	
RO Bleioxyd	0,05118	RS Schwefeleis.	0,13570
» Quecks. ox.	0,05179	» Schw. Zink	0,12303
» Kupferoxyd	0,14201	» Schw. Blei	0,05086
» Zinkoxyd	0,12480	» Schw. Quecks.	0,05117
R ₂ O ₃ Eisenoxyd	0,16693	» Schw. Zinn	0,08365
» Thonerde	0,19762	RS ₂ Eisenkies	0,13009
R O ₃ Kieselsäure	0,19132	» Schw. Zinn	0,11932
» Borsäure	0,23743	R ₂ S Schw. Kupfer	0,12118
		» Schw. Silber	0,07460

Chlor.		Chlor.	
R_2Cl_2 Chlornatr.	0,21401	$R Cl_2$ Chlor. Bar.	0,08957
» Chlor. Kal.	0,17295	» Chlor. Calc.	0,16420
» Qu. Chlorur	0,05205	» Chlor. Blei	0,06641
» Kupf. Chlorür	0,13827	» Chl. Quecks.	0,06889
» Chlorsilber	0,09109	$R Cl_4$ Zinnchloid	0,14759

3) Salze. — (Régnauld.)

Salpetersäure.		Schwefelsäure.		Kohlensäure.	
Salp.s. Kali	0,23875	Schw.s. Kali	0,19010	Kohlens. Kali	0,21623
» Natron	0,27821	» Natron	0,23115	» Natron	0,27275
» Silb. oxyd	0,14352	» Baryt	0,11285	» Kalk	0,20858
» Baryt	0,15228	» Kalk	0,19656	» Baryt	0,11038
		» Magnesia	0,22159	» Eis. oxyd	0,19345

4) Mineralien. — (Neumann.)

Adular	0,1861	Rutil	0,1724	Zinnerz	0,0965
Feldspath	0,1911	Topas	0,2019	Magneteisen	0,1641
Kalkspath	0,2046	Hornblende	0,1958	Chrysolit	0,2056
Witherit	0,1078	Tremolit	0,2070	Glanz kobalt	0,1070
Weissbleierz	0,0814	Augit	0,1938	Magnetkies	0,1067
Bleivitriol	0,0848	Diopsid	0,1906	Rothkupfer	0,1073
Grauspiessglanz	0,0907	Arragonit	0,2018	Corund	0,1942
Quarz	0,1883	Cölestin	0,1356	Blende	0,1144
Eisenglanz	0,1692	Kupferkies	0,1289	Schwefelkies	0,1256
Zinnstein	0,0931	Schwerspath	0,1088	Saphir	0,1972
Rauschgelb	0,1132	Flussspath	0,2082	Fahlkies	0,1282
Realgar	0,1111	Gyps	0,2728		

5) Flüssigkeiten. — (Régnauld.) — Für 5 — 10° Temperatur.

	S	C		S	C
Wasser	1,0000	1,0000	Benzin	0,8931	0,3999
Terpentinöl	0,8726	0,414	Nitrobenzin	1,2159	0,3524
Quecksilber	13,582	0,0282	Kieselchlorid	1,5083	0,1914
Tereben	0,8645	0,4154	Zinnchlorid	2,2168	0,1421
Citronenöi	0,8597	0,4489	Phosphorchlorid	1,6091	0,2017
Petrolen	0,8953	0,4321	Schwefelcarbon	1,2823	0,2179
Hydrothionäther	0,8456	0,4715	Aether	0,7297	0,5207
Alkohol	0,8150	0,5987	Holzgeist	0,8217	0,5901
Oxaläther	1,1010	0,4629	Chlorschwefel	1,6970	0,2048
			Essigsäure (Kryst.)	1,0647	0,4587

6) Einige andere Stoffe.

Tannenholz	0,654	Mayer.	Glas	0,09768	Régnauld.
Eichenholz	0,570	»	Elintglas	0,190	Mayer.
Birnbaumholz	0,500	»			

Es ist merkwürdig, dass von allen genannten, sehr verschiedenartigen, sowohl festen als flüssigen Körpern, keiner die specifische Wärme des Wassers erreicht. Diejenige des festen Eises ist beinahe genau die Hälfte, nämlich nach Desains 0,513, nach Person 0,5037.

403. Einfluss der Aggregation. — 1) Wie vorauszusehen, ändert sich die specifische Wärme, ähnlich wie die Ausdehnung, durch alle Umstände, welche mechanisch oder chemisch das Innere des Körpers verändern, so dass selten verschiedene Stücke desselben Stoffes genau die nämlichen Zahlen liefern.

So fand Régnault

Kupfer, kaltgehämmert	0,09342	Glas, schnell gekühlt	0,1923
» ausgeglüht	0,09486	» langsam »	0,1937
Stahl, weich $S = 7,8609$	0,1165		
» hart 7,7982	0,1175		

Für verschiedene, allerdings auch chemisch nicht identische Zustände der Kohle, erhielt er:

Thierische Kohle	0,26085	Anthrazit	0,20171
Holzkohle	0,24150	Steinkohle	0,20085
Coaks	0,20307	Diamant	0,14687
Graphit	0,20187		

also einen sehr veränderlichen Werth.

2) Substanzen, die isomerer Zustände fähig sind (244), ändern in der Regel ihre specifische Wärme. So findet Régnault:

Selen, metallisch	0,07616	Schwefel, krystall.	0,1776
» glasig	0,10310	» 2 Jahre geschm.	0,1761
		» 2 Mon. geschm.	0,1803
		» frisch geschm.	0,1844

Der frisch geschmolzene Schwefel geht allmählig in den natürlichen (401) über.

Oft hinwieder weichen ihren übrigen Eigenschaften nach abweichende isomere Substanzen in ihrer specifischen Wärme wenig ab. So ergab sich:

Terpentinöl	0,4672	Camphilen	0,4518	Wachholderöl	0,4770
Tereben	0,4656	Citronöl	0,4879	Pelrolen	0,4684
Terebildn	0,4580	Orangenöl	0,4886		

404. Einfluss der Temperatur. — Gleich wie die Ausdehnung (369), steigt auch die specifische Wärme mit der Temperatur, d. h. ein Körper muss zur Erwärmung um 1° um so mehr Wärme aufnehmen, als seine Temperatur höher, sein Volumen im Allgemeinen grösser ist.

Dulong und Petit prüften zuerst die mittlere specifische Wärme zwischen verschiedenen Temperaturgrenzen und fanden:

	0 — 100°	0 — 300°		0 — 100°	0 — 300°
Quecksilber	0,0330	0,0350	Zink	0,0927	0,1015
Platin	0,0335	0,0355	Kupfer	0,0940	0,1013
Antimon	0,0507	0,0547	Eisen	0,1098	0,1218
Silber	0,0557	0,0611			

Die umfassendsten Bestimmungen dieser Art hat Pouillet für Platin gegeben, indem er die hohen Temperaturen mittelst seines Luftpyrometers (394) bestimmte.

0 — 100°	0,03350	0 — 500°	0,03518	0 — 900°	0,03686
0 — 200	392	0 — 600	560	0 — 1000	728
0 — 300	434	0 — 700	602	0 — 1100	770
0 — 400	476	0 — 800	644	0 — 1200	818

Bei Flüssigkeiten ändern wenige Grade die specifische Wärme schon auf merkliche Weise; sie constant anzunehmen, wäre eben so fehlerhaft, als die Ausdehnung gleichförmig zu setzen (377). Régnault gibt unter Anderm die folgenden Beispiele:

	S			C		
	20 — 15	15 — 10	10 — 5	20 — 15	15 — 10	10 — 5
Quecksilber	13,558	13,570	13,582	0,0290	0,0283	0,0282
Tereben	0,8564	0,8605	0,8645	0,4267	0,4156	0,4154
Citronöl	0,8518	0,8558	0,8597	0,4501	0,4424	0,4489
Benzin	0,8838	0,8887	0,8931	0,3932	0,3865	0,3999
Aether	0,7185	0,7241	0,7297	0,5157	0,5158	0,5207
Alkohol	0,8072	0,8113	0,8150	0,6148	0,6017	0,5987
Holzgeist	0,8130	0,8173	0,8217	0,6009	0,5868	0,5901

405. Aenderung beim Wasser. — Für keinen Körper ist die Kenntniss der specifischen Wärme wichtiger, als für das Wasser, weil dasselbe, abgesehen von seinen zahllosen Anwendungen, eben als Vergleichungspunkt aller andern Körper dient und überdiess durch eine merkwürdig grosse Wärmecapacität sich auszeichnet. Régnault hat auch diese Frage mit gewohnter Genauigkeit, unter Anwendung eines modifizirten Mischungsverfahrens, erledigt. Das Wasser gelangte aus einem kleinen Dampfkessel A (Fig. 268) mit bekannter Temperatur und bekanntem Druck, mittelst des Hahnes c, in einen grossen Wasserbehälter B (das Calorimeter), der oben in eine eingetheilte Glasröhre a, unten in einen Hahn b endet, und von dem man durch besondere Versuche für jede Temperatur das Volumen und den Wasserinhalt dem Gewichte nach kennt. Ein Doppelschirm D, durch dessen Zwischenraum Wasser abfließt, schützt den Behälter vor der Wärme des Kessels. Hatte man den Wasserinhalt auf einen Theilstrich der Röhre a eingestellt, so liess man eine gewogene Menge davon abfließen und ersetzt sie durch aus A kommendes heisses Wasser bis zur Marke, unter beständigem Umrühren. Die während des Versuchs nach Aussen entweichende und durch das Metall des Rohres c vom Kessel mitgetheilte Wärme wurden durch besondere Versuche bestimmt und in Rechnung gebracht. Man kannte also die gemischten Wassergewichte, die Anfangs- und Endtemperaturen, endlich die Wärmeverluste.

So erhielt Régnault, entsprechend den Temperaturen t des Luftthermometers (388), die ganze von 0 bis t aufgenommene Wärme Q , die mittlere specifische Wärme C zwischen 0 und t , endlich die specifische Wärme c für den Grad t .

t	Q	C	c	t	Q	C	c
0°	0,000	—	1,0000	120°	120,806	1,0067	1,0177
10	10,002	1,0002	1,0005	130	130,997	1,0076	1,0204
20	20,010	1,0005	1,0012	140	141,215	1,0087	1,0232
30	30,026	1,0009	1,0020	150	151,462	1,0097	1,0262
40	40,051	1,0013	1,0030	160	161,741	1,0109	1,0294
50	50,087	1,0017	1,0042	170	172,052	1,0121	1,0328
60	60,137	1,0023	1,0056	180	182,398	1,0133	1,0364
70	70,210	1,0030	1,0072	190	192,779	1,0146	1,0401
80	80,282	1,0035	1,0089	200	203,200	1,0160	1,0440
90	90,381	1,0042	1,0109	210	213,660	1,0174	1,0481
100	100,500	1,0050	1,0130	220	224,162	1,0189	1,0524
110	110,641	1,0058	1,0153	230	234,708	1,0204	1,0568

Man stellt diese Zahlreihen befriedigend durch die Ausdrücke dar:

$$Q = t + 0,00002 t^2 + 0,0000003 t^3$$

$$c = 1 + 0,00004 t + 0,0000009 t^2$$

406. Das Gesetz von Dulong. — Dulong entdeckte eine merkwürdige Beziehung zwischen dem Verhalten der einfachen festen oder flüssigen Körper bei Erwärmung und ihrer chemischen Verwandtschaft. Bezeichnet man nämlich durch C die specifische Wärme eines solchen Körpers, durch A sein chemisches Aequivalent, d. h. die Gewichtsmenge desselben, die sich nach dem einfachsten Verhältnisse mit einer bestimmten Sauerstoffmenge, z. B. 100, chemisch verbindet, so ist das Produkt beider Zahlen nahe constant.

Multipliziert man die von Régnault gefundenen Zahlen C (401) mit den von ihm angenommenen Aequivalentgewichten A (diejenigen von Jod, Phosphor, Arsen, Kalium, Natrium, Silber, Gold sind die Hälfte, dasjenige der Kohle das Doppelte der gewöhnlich angenommenen), so erhält man

	A	$C \cdot A$		A	$C \cdot A$
Metalle.			Wismuth	1330,0	41,017
Rhodium (unsich.)	652,1	35,265	Blei	1294,5	40,647
Palladium	665,2	39,426	Zinn	735,3	41,346
Iridium (unsich.)	1233,2	44,851	Cadmium	696,8	39,502
Osmium	1244,2	38,110	Zink	406,6	38,851
Platin	1232,0	39,954	Nickel (unr.)	369,7	40,160
Gold	1227,8	39,830	Kobalt	369,0	39,468
Silber	675,0	38,482	Eisen	350,0	39,826
Quecksilber	1250,0	41,650	Mangan (sehr unr.)	344,7	49,673
Kupfer	395,6	37,641	Aluminium (uns.)	171,0	36,645
Molybdän (unrein)	589,0	42,514	Natrium (uns.)	143,6	42,135
Wolfram (unr.)	1150,0	41,814	Kalium	245,0	41,542
Uran (unr.)	750,0	46,425	Arsen	468,8	38,160
Antimon	806,5	40,946	Tellur	806,4	38,199
Metalloide.					
Selen, metallisch		37,394	Schwefel, krystall.		35,52
» glasig	468,8	53,622	» geschm.	200,0	36,88
Phosphor (uns.)	200,0	37,898	Jod	789,1	42,706
Brom	489,1	48,143	Kohle, animal.		39,127
			» Diamant	150,0	22,031

Bei den Metallen fallen die grössten Abweichen auf die unsichern (Iridium, Rhodium, Uran, Mangan, Aluminium); die übrigen 22 weichen nicht um mehr als $\pm 2,5$ vom Mittel

$$C \cdot A = 40,055$$

ab. (Dulong nimmt 40,3103 an.) Die Konstanz ist immer nur angenähert und verlangt vielleicht, dass man jeden Körper in einem bestimmten Zustande der Temperatur und Aggregation in Rechnung bringe. Grössere Abweichungen zeigen die Metalloide, besonders mit einzelnen ihrer isomeren Zuständen.

Betrachtet man die obigen Aequivalente als den Gewichten der Atome selbst proportionale Grössen, so sagt das Dulong'sche Gesetz, dass die Atome aller festen einfachen Körper genähert gleich viel Wärme zu 1° Erwärmung verlangen. Da endlich die auf ein gleiches Gewicht verschiedener Körper kommende Sauerstoffmenge ihrem chemischen Aequivalent verkehrt proportional ist, so gehen Wärme und Sauerstoffcapacität nahe gleichen Schritt und sind einander direkt proportional.

407. Anwendung auf zusammengesetzte Körper. — Neumann und später Régnault haben das Gesetz von Dulong auch auf chemische Verbindungen ausgedehnt. Nach gleichen Atomverhältnissen zusammengesetzte, chemisch ähnliche, isomorphe Verbindungen (244) haben wieder specifische Wärmen, welche ihrem Atomgewicht verkehrt proportional sind. Bezeichnen a, a', A die Atomgewichte zweier Substanzen und ihrer Verbindung; μ, μ' die Zahl der verbundenen Atome, c, c', C die drei specifischen Wärmen, so hat man

$$A = \mu a + \mu' a' \text{ und genähert } A \cdot C = \text{Const.}$$

a, a' können ändern, ohne dass die Constante bedeutend betroffen wird, während es dagegen für jede Aenderung von μ und μ' der Fall ist. Für die Verbindungen eines Metalles (R) mit Sauerstoff ($O = 100$), Schwefel ($S = 200$), Chlor ($Cl = 221,6$), Jod ($Io = 789,1$), Brom ($Br = 489,1$) erhielt man im Mittel

	Neum.	Régn.		Neum.	Régn.
R O	70,0	72,03	R S	74,15	74,51
R ₂ O ₃	178,2	169,73	R ₂ S ₃	—	191,06
R O ₂	—	86,49	R S ₂	—	129,56
R O ₃	—	112,84	R ₂ S	—	118,03
R ₂ Cl ₂	—	158,64	R ₂ Jo ₂	—	167,45
R Cl ₂	—	117,03	R Jo ₂	—	120,95
R ₂ Cl ₆	—	379,51	R ₂ Br ₂	—	169,76
R Cl ₄	—	233,40			
N ₂ O ₅ + R ₂ O	—	301,72	C O ₂ + R O	131,6	134,40
S O ₃ + R O	158,5	166,15	C O ₂ + R ₂ O	—	184,35
S O ₃ + R ₂ O	—	206,80	B ₂ O ₆ + R ₂ O	—	311,07

Schröter und später Wöstin bemerkten, dass $A \cdot C$, in vielen Fällen mit noch besserem Anschluss an die einzelnen Zahlen, sich berechnen lasse aus

$$A \cdot C = \mu a c + \mu' a' c'$$

Die specifische Wärme einer Verbindung wäre genähert gleich der Summe aller Atomwärmen $a c$. Régnault hatte diese Regel früher für feste Legirungen aufgestellt, Person bestätigte sie für flüssige (aus Zinn, Wismuth und Blei) bei hinlänglicher Entfernung vom Schmelzpunkte.

Wäre genau $a \cdot c = a' \cdot c'$ (die obige Constante 40), so hätte man noch einfacher

$$A \cdot C = (\mu + \mu') a \cdot c$$

Alle diese Regeln zeigen aber weit grössere Abweichungen, als diejenige von Dulong, und oft scheint derselbe Körper mit einer verschiedenen Atomwärme $a c$ in verschiedene Verbindungen einzugehen.

Bezeichnet man die Atomwärme jedes Stoffes einfach durch sein chemisches Zeichen, so kann $R O_2 - R O = O$ zur Bestimmung der Atomwärme des Sauerstoffs in festen Verbindungen benutzt werden. Wöstin findet $a \cdot c$ für Sauerstoff = 29,03, für Chlor = 39,34. Nur die letztere Zahl stimmt mit der Dulong'schen Regel überein.

Cap. 8. Specifische Wärme der Gase.

408. Vorbemerkung. — Die Untersuchungen über die specifische Wärme der Gase gehören zu den schwierigsten in der Physik, weil die Wärmemenge, welche von kleinen abgeschlossenen Gasmassen aufgenommen wird, meist nur einen kleinen Bruchtheil von derjenigen der Gefässe bildet, so dass kleine Fehler in der Temperatur und dem Wärmeverlust der letztern die gesuchten Grössen sehr bedeutend gefährden. Ungeachtet sich viele Physiker, auf sehr verschiedenen Wegen, mit der Frage befassten, beschränken sich die wirklich zuverlässigen Bestimmungen nur auf sehr wenige, die man der neuern Zeit verdankt.

Wie die Wirkung der Wärme auf die Gase durch Ausdehnung ohne Aenderung der Expansivkraft, oder durch Vermehrung der Expansivkraft ohne Aenderung des Volumens sich offenbaren kann (158), so kann man nach der auf 1^o kommenden specifischen Wärme mit oder ohne Ausdehnung, mit constantem Druck oder constantem Volumen fragen. Im Grunde lässt sich derselbe Unterschied auch bei festen und flüssigen Körpern machen, allein die Schwierigkeit ihre geringe, aber mit grosser Kraft erfolgende Ausdehnung zu unterdrücken, hat noch keine direkte Bestimmung ihrer specifischen Wärme ohne Ausdehnung erlaubt, während diese Einschränkung bei den Gasen wegfällt. Natürlich kann auch bei Gasen die specifische Wärme entweder auf ein gleiches Gewicht oder auf ein gleiches Volumen, die relative Wärme, bezogen werden (395).

409. Die Versuche von Delaroche und Bérard. — 1812 veröffentlichten diese Physiker die ersten sorgfältigern Versuche über die specifische Wärme der Gase unter constantem Druck, also mit Ausdehnung. Ihr Apparat bestand aus folgenden Haupttheilen: 1) Aus einem Behälter, der einen gleichförmigen Gasstrom lieferte. Das gleichmässig abfliessende Wasser eines Mariotte'schen Gefässes (162) A (Fig. 269) verdrängt nämlich die Luft eines Behälters B und diese im Behälter C das in der Blase D enthaltene Gas. — 2) In einem Erwärmungsapparate E, bestehend aus einer weitem Röhre, durch welche die vom Kessel F herkommenden Dämpfe siedenden Wassers strömen, erwärmt sich das Gas auf eine am Thermometer a beobachtete Temperatur T . — 3) Es gelangt dann in das hinlänglich lange Schlangenrohr des geschützt stehenden Calorimeters G, gibt dem Kühlwasser desselben seine Wärme ab und strömt mit der in b beobachteten Temperatur t in die Blase des Behälters C', der die gleiche Einrichtung wie der Abflussapparat C hat. Verbindungsröhren mit Hähnen, welche von den ersten zu den letzten Theilen quer überführen, gestatten das nämliche Gas wiederholt hin und zurückströmen zu lassen. Nach vorläufiger schwacher Erwärmung des Calorimeters wurde der Versuch so lange fortgesetzt, bis die Temperatur des erstern constant wurde, was der Fall ist, wenn das Schlangenrohr so viel Wärme an das Wasser abgibt, als dieses nach Aussen verliert.

Aus der abgeflossenen Wassermenge des Mariotte'schen Gefässes

A kannte man das in einer Minute abgeflossene Gasvolumen V . Es gelangt mit der Temperatur T in das Calorimeter und fliesst mit derjenigen t wieder aus, verliert also die Wärmemenge $V \cdot C (T - t)$, wenn C die relative Wärme (specifische Wärme auf Volumen bezogen) (408) ist. Bei stationär gewordener Temperatur t wird diese Wärme nebst derjenigen q' , welche durch das Metall des Rohres mitgetheilt wird, jener andern q gleich sein, welche der Behälter nach Aussen verliert. Man hat also

$$V \cdot C (T - t) = q - q'$$

Um q zu bestimmen, beobachtet man das Erkalten des Calorimeters, das, für sich benutzt, mit Wasser über t gefüllt wurde. Man beobachte zu einer Erkältung Δt , z. B. von 1° über bis 1° unter t , die Zeit Δy ; die vom Wassergewicht P' und dem Wasseräquivalent p des Apparates (398) verlorene Wärme wird $(P' + p) \Delta t$ sein, folglich erhält man, wenn das Volumen V eine Zeit y zum Durchströmen nöthig hat,

$$q = (P' + p) \frac{\Delta t}{\Delta y} \cdot y$$

Ganz auf ähnliche Weise bestimmt man $q - q'$ aus dem Erkalten, wenn das Rohr ohne Gasströmung Wärme mittheilt.

410. Resultate. — Diese Versuche, welche den jetzigen Anforderungen nicht ganz entsprechen, gaben für die specifische Wärme mit Ausdehnung oder unter constantem Druck, folgende Zahlen 1) nach Volumen, 2) nach Gewicht, — beides auf atmosphärische Luft als Einheit bezogen, 3) nach Gewicht verglichen mit Wasser.

	Dichte.	Luft als Einheit		Wasser
		nach Vol (Retat. W.)	nach Gew. (Spec. W.)	als Einheit nach Gew.
Atmosph. Luft	1,0000	1,0000	1,0000	0,2669
Wasserstoff	0,0732	0,9033	12,3401	3,2936
Sauerstoff	1,1036	0,9765	0,8848	0,2361
Stickstoff	0,9691	1,0000	1,0318	0,2754
Kohlenoxyd	0,9569	1,0340	1,0805	0,2884
Kohlensäure	1,5196	1,2583	0,8280	0,2210
Stickstoffoxydul	1,5209	1,3503	0,8878	0,2369
Oelbild. Gas	0,9885	1,5530	1,5763	0,4207
Wasserdampf	—	1,9600	3,1360	0,8470

Es folgt hieraus, dass gleiche Volumina der einfachen permanenten Gase nahe gleich viel Wärme zu ihrer Erwärmung bedürfen, während zusammengesetzte Gase verschiedene Mengen. Betrachtet man die auf ein gleiches Volumen gehende Atomzahl solcher Gase als gleich, so muss die specifische Wärme der einzelnen Atome verschiedener Gase ebenfalls gleich sein, — ein Resultat, das dem einen Ausdrucke des Gesetzes von Dulong, bezüglich auf die festen Radicale, entspricht (406). Indess wird jene Annahme nach chemischen Gründen nicht allgemein getheilt.

411. Versuche von De la Rive und Marcet. — Von den spätern

zahlreichen Versuchen führen wir noch diejenigen von De la Rive und Marcet nach dem Erkältungsverfahren (400) an.

Ein dünnes cylindrisches Blechgefäß A (Fig. 270) enthält im Innern ein kleines Schlangenrohr a, das oben in die Röhren α , β ausgeht. Wird dasselbe mit Wasser oder Terpentinöl angefüllt und in die Mitte einer hohlen Kugel B, welche aussen durch Wasser auf eine constante Temperatur erhalten und innen luftleer gemacht wird, eingesenkt, so lässt sich mittelst des Thermometers b die Erkältungszeit für eine Abkühlung von $5-10^0$ bestimmen. Durch das Schlangenrohr kann man unter constantem Druck das Gas eines Gasbehälters, im trockenen Zustande, strömen lassen, und dabei die Temperatur des Ein- und Austrittes beobachten.

Man beobachte in drei Versuchen die Beobachtungszeit 1) ohne durchströmendes Gas, 2) mit einem Strom von atmosphärischer Luft, der sich im Schlangenrohre erwärmt, 3) mit einem Strome eines andern Gases, das man mit Luft vergleichen will. Bezeichnen $\delta y''$, $\delta y'$, δy die drei Erkältungszeiten entsprechend der nämlichen kleinen Abkühlung δt , $\delta v'$ und δv die durchströmenden Gasvolumina, deren relative Wärme C' , C sind, und die beim Durchströmen von der äussern Temperatur T auf diejenige t der Flüssigkeit sich erwärmen, so hat man die drei Beziehungen

$$p c \delta t = \alpha \delta y''; \quad p c \delta t + (t - T) C' \delta v' = \alpha \delta y'; \\ p c \delta t + (t - T) C \delta v = \alpha \delta y$$

Daraus folgt durch Elimination von α und $(t - T)$

$$\frac{C}{C'} = \frac{\delta y'' - \delta y}{\delta y'' - \delta y'} \cdot \frac{\delta v'}{\delta v}$$

412. Resultate von Régnault. — Diese, wie überhaupt die ältern Bestimmungen, verlieren indess von ihrer Bedeutung neben denen, welche Régnault, ausgerüstet mit den genauesten Hilfsmitteln der neuern Physik, freilich nach einem noch nicht veröffentlichten Verfahren, erhalten hat. Die specifische Wärme dem Gewichte nach sind auf Wasser, die gewöhnliche Einheit, bezogen, diejenige dem Volumen nach (relative Wärme) durch Multiplication mit der Dichte (395) (verglichen mit Luft) daraus abgeleitet.

So fand sich für einfache Gase:

	Dichte.	Spec. Wärme nach Vol.	nach Gewicht.
Atmosph. Luft	1,0000	0,2377	0,2377
Sauerstoff	1,1056	0,2412	0,2182
Stickstoff	0,9713	0,2370	0,2440
Wasserstoff	0,0692	0,2356	3,4046
Chlor	2,4400	0,2962	0,1214
Brom	5,39	0,2992	0,0552

Diese Resultate weichen wesentlich von den von Delaroche und Bérard ab. Die specifische Wärme der atmosphärischen Luft nach Gewicht, mit Wasser verglichen, ist nicht 0,2669, sondern nur 0,2377. Das Gesetz der Gleichheit der specifischen Wärme nach Volumen be-

stätigt sich nur für die permanenten Gase, nicht für Brom und Chlor, die unter sich wieder nahe stehen.

Jene Physiker glaubten ferner, die specifische Wärme nach Volumen nehme im Verhältniss 1 : 1,2396 zu, wenn der Druck wie 1 : 1,3583 ändere. Régnault änderte den Druck von 1 auf 10 Atmosphäre und fand die specifische Wärme für gleiches Gewicht nicht merklich verschieden; diejenige nach Volumen muss daher der Dichtigkeit proportional sein.

Es schienen endlich andere, freilich ungenügende Versuche, für wachsende Temperaturen eine starke Zunahme der specifischen Wärme anzudeuten; Régnault fand für atmosphärische Luft die folgenden mittleren specifischen Wärmen nach Gewicht:

von — 300	bis + 100	C	0,2377
+ 10	+ 100		0,2379
+ 100	+ 225		0,2376

Also verlangt ein gegebenes Luftgewicht zur Erwärmung um 1° bei allen obigen Temperaturen eine gleiche Wärmemenge.

413. Zusammengesetzte Gase. — Von den zahlreichen zusammengesetzten Gasen, welche Régnault untersuchte, heben wir die folgenden heraus:

	Dichte.	Relat. W.	Spec. W.
Stickoxydul	1,5250	0,3413	0,2238
Stickoxyd	1,0390	0,2406	0,2315
Kohlenoxyd	0,9674	0,2399	0,2479
Kohlensäure	1,5290	0,3308	0,2164
Schwefelkohlenstoff	2,6325	0,4146	0,1575
Schwefelige Säure	2,2470	0,3489	0,1553
Chlorwasserstoff	1,2474	0,2302	0,1845
Schwefelwasserstoff	1,1912	0,2886	0,2423
Ammoniak	0,5894	0,2994	0,5080
Einf. Kohlenwasserst.	0,5527	0,3277	0,5929
Dopp. Kohlenwasserst.	0,9672	0,3572	0,3694
Wasserdampf	0,6210	0,2950	0,4750
Alcohol dampf	1,5890	0,7171	0,4513
Aetherdampf	2,5563	0,2296	0,4810
Chlorwasserst. Aether	2,2350	0,6117	0,2737
Chloroform	5,30	0,8310	0,1568
Essigäther	3,0400	1,2184	0,4008
Aceton	2,0220	0,8341	0,4125
Benzin	2,6943	1,0116	0,3754
Terpentinöl	4,6978	2,3776	0,5061
Phosphorchlorür	6,2510	0,7013	0,1122
Siliciumchlorid	5,86	0,7788	0,1329
Zinnchlorid	9,2	0,8639	0,0939

Man hat sich verschiedentlich bemüht, die relative Wärme der zusammengesetzten Gase aus derjenigen der einfachen abzuleiten. Der neueste Versuch von Boedeker beruht auf Folgendem:

Er ordnet die in den obigen Verbindungen vorkommenden einfachen Stoffe unter drei Gruppen und theilt ihnen die beigesetzten chemischen Aequivalente, Wasserstoff zu Eins angenommen, zu:

1) Wasserstoff ($H = 1$); Sauerstoff ($O = 8$); Kohlenstoff ($C = 6$); Schwefel ($S = 16$); Silicium ($Si = 14,2$); Zinn ($Sn = 58$); Titan ($Ti = 25$).

2) Stickstoff ($N = 14$); Phosphor ($P = 31$).

3) Chlor ($Cl = 35,5$); Brom ($Br = 80$).

Nennt man nun thermisches Aequivalent die relative Wärme 0,2356 des Wasserstoffes, so tritt jeder Körper der ersten Gruppe für 1 chemisches Aequivalent mit 1 thermischen Aequivalent, jeder der zweiten mit 2, jeder der dritten mit 3 solchen in die Verbindungen ein. Besteht dann eine Verbindung aus μ, μ', μ'' chemischen Aequivalenten der drei Gruppen, so hätte man allgemein die relative Wärme der Verbindung

$$C = 0,2356 \frac{\mu + 2\mu' + 3\mu''}{4} = 0,0589 (\mu + 2\mu' + 3\mu'')$$

So erhält man für folgende Verbindungen und für folgende Zahlen ihrer thermischen Aequivalente $s = \mu + 2\mu' + 3\mu''$

	s	C
Chlorwasserstoff ($H Cl$); Kohlenoxyd ($C_2 O_2$); Stickoxyd ($N O_2$)	4	0,2356
Ammoniak ($N H_3$)	5	0,2945
Stickoxydul ($N_2 O_2$); Schweflige S. ($S_2 O_4$); Kohlensäure ($S_2 O_4$)	6	0,3534
Phosphorchlorür ($P Cl_3$); Arsenchlorür ($As Cl_3$)	11	0,6478
Alcohol ($C_4 H_6 O_2$); Aethylbromür ($C_4 H_5 Br$)	12	0,7068
Aceton ($C_6 H_6 O_2$); Kieselchlorid ($Si_2 Cl_4$); Titanchlorid ($Ti_2 Cl_4$)	14	0,8246
Aether ($C_8 H_{10} O_2$); Essigäther ($C_4 H_5 O, C_4 H_3 O_3$)	20	1,1780
Terpentinöl ($C_{20} H_{16}$)	36	2,1204

Die Vergleichung dieser Zahlen mit den obigen zeigt, dass diese Regel, ähnlich wie diejenige für die specifische Wärme der festen Verbindungen (407) nur eine angenäherte sein kann.

414. Specifische Wärme ohne Ausdehnung. — Eine direkte Bestimmung der specifischen Wärme ohne Ausdehnung ist bis jetzt nicht gelungen; hingegen hat man gesucht, das Verhältniss der specifischen Wärme mit Ausdehnung C zu derjenigen ohne C , also

$$k = \frac{C}{C'}$$

experimentel zu bestimmen.

Erwärmt man ein Luftgewicht P , das bei dem Drucke b und bei der Temperatur t das Volumen V einnimmt, bei 0^0 , also dasjenige $V_0 = V : (1 + \gamma t)$ (382), um die kleine Grösse Δt , so nimmt dasselbe die Wärmemenge $P \cdot C \cdot \Delta t$ auf und hat sich bei gleichbleibendem Druck b ausgedehnt um

$$\Delta V = V \frac{\gamma \cdot \Delta t}{1 + \gamma t}$$

Presst man es ohne Wärmeentweichen plötzlich wieder um ΔV zusammen, so steigt die Temperatur noch um $\Delta' t$ und $P \cdot C' (\Delta t + \Delta' t)$ wird ein zweiter Ausdruck für die aufgenommene Wärme sein; man hat also

$$P \cdot C \cdot \Delta t = P \cdot C' (\Delta t + \Delta' t) \text{ oder } k = \frac{C}{C'} = 1 + \frac{\Delta' t}{\Delta t}$$

Das Verhältniss der beiden specifischen Wärmen übersteigt Eins um das Verhältniss der Erwärmung $\Delta' t$, welche die Compression um ΔV entwickelt, zu derjenigen Δt , welche

bei constantem Druck die Ausdehnung ΔV hervorbringt, — unter der Voraussetzung natürlich, dass keine Wärme entweiche.

415. Der Versuch von Clément. — Wegen der Trägheit aller Thermometer haben Clément und Desormes zur Bestimmung der Erwärmungen Δt , $\Delta' t$ die Wirkung benutzt, welche bei Compression am schnellsten sich beobachten lässt, nämlich die Aenderungen des Druckes. In einem grossen Ballon A (Fig. 271), das bei t^0 das Volumen V hat, und oben in einen Hahn a ausgeht, seitwärts aber mit einem offenen Manometer (156) b verbunden ist, wird 1) die Luft ein wenig verdünnt, der Druck b vermindere sich um Δb , man hat dann

$$\text{Volumen } V; \text{ Druck } b - \Delta b; \text{ Dichte } s_0 \frac{b - \Delta b}{760} \cdot \frac{1}{1 + \gamma t}$$

wo s_0 die Dichte des Normalzustandes (159) ist.

2) Der Hahn a wird schnell geöffnet, es strömt etwas Luft ein, der Druck wird dem äusseren b gleich; zugleich aber vermindert sich das vorhandene Gas durch Compression auf ein etwas kleineres Volumen $V - \Delta V$ und erwärmt sich um $\Delta' t$. Es ist demnach für die gleiche Gasmenge

$$\text{Volumen } V - \Delta V; \text{ Druck } b; \text{ Temperatur } t + \Delta' t;$$

$$\text{Dichte } s_0 \frac{b}{760} \cdot \frac{1}{1 + \gamma t + \gamma \Delta' t}$$

3) Man habe sofort den Hahn a geschlossen; die Erwärmung $\Delta' t$ verschwindet, wodurch der Druck auf $b - \Delta' b$ herabsinkt, so dass nun

$$\text{Vol. } V - \Delta V; \text{ Druck } b - \Delta' b; \text{ Temp. } t; \text{ Dichte } s_0 \frac{b - \Delta' b}{760} \cdot \frac{1}{1 + \gamma t}$$

Da die Gasmenge in allen drei Fällen die gleiche bleibt, so muss auch das Produkt von Volumen und Dichte das gleiche sein. Diess gibt

unter Weglassung von $\frac{s_0}{760}$

$$V \cdot \frac{b - \Delta b}{1 + \gamma t} = (V - \Delta V) \frac{b}{1 + \gamma t + \gamma \Delta' t} = (V - \Delta V) \frac{b - \Delta' b}{1 + \gamma t}$$

Die erste und letzte Grösse führen auf die Bestimmung von ΔV , die letzte und mittlere auf diejenige von $\Delta' t$. Man erhält

$$\Delta V = V \frac{\Delta b - \Delta' b}{b - \Delta' b} \quad \text{und} \quad \Delta' t = \frac{\Delta b (1 + \gamma t)}{\gamma (b - \Delta' b)}$$

Ferner ist (413)

$$\Delta t = \Delta V \cdot \frac{1 + \gamma t}{\gamma \cdot V} = \frac{(\Delta b - \Delta' b) (1 + \gamma t)}{\gamma (b - \Delta' b)}$$

folglich

$$k = 1 + \frac{\Delta b}{\Delta b - \Delta' b} = \frac{\Delta b}{\Delta b - \Delta' b}$$

Auf diesem Wege durch alleinige Beobachtung der Druckänderungen Δb , $\Delta' b$ erhielt Clément

$$k = 1,35$$

Masson durch eine sehr sorgfältige Wiederholung derselben Versuche fand $k = 1,419$

Da diess Verfahren voraussetzt, dass die Druckbeobachtung 2) ohne Verlust an Wärme in die Gefässwände Statt habe, was auch bei schnellster Ausführung nicht der Fall ist, so kann die Bestimmung keine sehr genuue sein.

416. Die Bestimmung von Dulong. — Man kann das Verhältniss k auf acustischem Wege bestimmen. Wie früher angeführt (293) berechnet sich die Geschwindigkeit des Schalles, den Versuchen entsprechend, mittelst eines Ausdruckes

$$U = \sqrt{k \cdot g \cdot \frac{P}{s}}$$

wo P den Druck, s das specifische Gewicht der Luft bezeichnet, und k ein Coefficient ist, der von den Wärme- und Kälteentwicklungen bei den Verdichtungen und Verdünnungen der Luftschwingungen abhängt und, wie Laplace dargethan, eben jenes Verhältniss der specifischen Wärmen darstellt. Setzt man in diesen Ausdruck den aus der Beobachtung bekannten Werth der Geschwindigkeit $U = 332,5$ (294), so findet man $k = 1,411$

Dulong liess eine Pfeife von der Länge L (oder in Abtheilungen L) tönen, zählte mit Hülfe der Sirene (308) die Schwingungszahl m (ganze Schwingungen), so hatte man nach (319)

$$m = \frac{U}{L} \text{ und } U = m L$$

folglich

$$k = \frac{m^2 \cdot L^2 \cdot s}{g \cdot P}$$

Die Unsicherheit über die genaue Länge von L macht diess Verfahren für absolute Bestimmungen von k weniger geeignet als für Vergleichung von k bei verschiedenen Gasen nach dem Ausdrucke

$$\frac{K}{K'} = \frac{m^2 \cdot s}{m'^2 \cdot s'}$$

So fand Dulong für die permanenten Gase: Sauerstoff, Stickstoff, Wasserstoff übereinstimmend wie für atmosphärische Luft:

Atmosphärische Luft	$k = 1,421$
Kohlenoxyd	1,428
Kohlensäure	1,338
Stickstoffoxydul	1,343
Doppelt-Kohlenwasserstoff	1,240

Die zusammengesetzten Gase, zumal die condensirbaren, haben ein abweichendes Verhältniss.

Das Mittel der drei Bestimmungen wäre 1,417.

Cap. 9. Wärme und mechanische Arbeit bei Gasen.

417. Die Wärme als mechanische Kraft. — In den vorigen Ausdrücken bezeichnete $P \cdot C \cdot \delta t$ die zur Erwärmung eines Gewichtes P eines Körpers um δt bei Ausdehnung erforderliche Wärmemenge, $P C' \delta t$ diejenige ohne Ausdehnung. Der Antheil Wärme $P (C - C') \delta t$, die Ausdehnungswärme, wurde also bei der Ausdehnung verbraucht (gebunden) und man hätte ihn ohne Ausdehnung zu einer weiteren Erwärmung des Körpers

$$\delta t' = (1 - \frac{1}{k}) \delta t$$

verwenden können. Diess beweist, dass Ausdehnung und Erwärmung zwei parallel gehende Wirkungen derselben Ursache sein müssen. Jede Ausdehnung aber geschieht mit Ueberwindung von Gegenkräften, sei es der Cohäsionskräfte im Innern, sei es eines äussern Druckes: daher der besonders von Thomson und Clausius zur Geltung gebrachte Gedanke, dass Wärmemengen und Arbeitsmengen gleichartige sich vertretende Grössen seien, die in einander umgewandelt werden können. Diese Ansicht, die mechanische Theorie der Wärme, wirft auf die Wärmeerscheinungen ein helles Licht, ihre Folgerungen bestätigen sich mehr und mehr und es ist daher nothwendig, einige Hauptpunkte derselben zu kennen.

Bei den permanenten Gasen, welche den Gesetzen von Mariotte und Gay-Lussac (154. 158) nahe vollständig gehorchen, üben die Cohäsionskräfte keinen merkbaren Einfluss mehr aus. Der äussere Druck wirkt auf gleiche Weise, die Wärmeausdehnung ist die gleiche (386) und ebenso die specifische Wärme (410); die Veränderungen sind daher nahe eine reine Wirkung der Wärme und der ganze Wärmeverbrauch, zufolge der obigen Theorie, muss der äussern Arbeit entsprechen. In den flüssigen und festen Körpern dagegen wirkt die Wärme nur theilweise gegen einen äussern Druck, theilweise gegen die Cohäsionsanziehung der Theilchen, so wird neben der äussern eine innere Arbeit hervorgebracht, deren Werth in der Regel unbekannt ist. Es wird daher am einfachsten sein, vom Verhalten der permanenten Gase auszugehen.

418. Bestimmung des Wärmeäquivalentes. — Ein Kilogramm Luft im Normalzustande, nämlich bei 0^0 Temperatur und 760 Millimeter Druck, verbraucht zu seiner Erwärmung von 0 auf 1^0 eine Ausdehnungswärme $C - C'$ (414), wobei nach (413) $C = 1,417 C'$; es ist also, da nach Régnault $C = 0,2377$ (410)

$$C - C' = 0,2377 (1 - \frac{1}{1,417}) = 0,06995$$

1 Cubikm. Luft hat nach Régnault ein Gewicht von 1,29277 Kil. (161), daher 1 Kil. Luft ein Volumen $V_0 = 1 : 1,29277 = 0,77353$ Cubikm. Der Druck von 1 Atmosphäre auf 1 Quadratm. beträgt aber (150) $p_0 = 10332,97$ Kil.; die Ausdehnung für 1^0 ist (386) γV_0

$= 0,00367$. Beides multipliziert gibt die von 1^0 Erwärmung geleistete Arbeit.

$$R = p_0 \gamma V_0 = 10332,96 \cdot 0,00367 \cdot 0,77353 = 29,338 \text{ Kilom.}$$

Bezeichnet nun A das Wärmeäquivalent der Arbeitseinheit, so hätte man die Beziehung

$$C - C' = A \cdot R = A p_0 \gamma V_0$$

woraus folgt

$$A = \frac{0,0699}{29,338} = 0,002384 \text{ Wärmeeinheit.}, \quad \frac{1}{A} = 419,406 \text{ Kilom.}$$

$\frac{1}{A}$ heisst das Arbeitsäquivalent der Arbeitseinheit.

Die einzelnen Werthe von k geben

Dulong	$k = 1,421$;	$A = 0,002417$;	$\frac{1}{A} = 416,673$
Masson	1,419;	0,002393;	417,935
Schallgeschw.	1,411;	0,002355;	424,573

419. Der absolute Nullpunkt. — Der Nullpunkt des gewöhnlichen Thermometers ist ein willkürlicher, der nur für Wasser eine bestimmte Bedeutung hat. Das Verhalten der Gase führt auf einen naturgemässern Ausgangspunkt der Temperaturen.

Denkt man sich ein ideelles Gas, das vom kleinsten bis zum grössten Volumen dem Mariott'schen und Gay-Lussac'schen Gesetze strenge folgt, so kann man $p \cdot \delta V$ als die Arbeit betrachten, wenn V zu $V + \delta V$ wird, $p V$ als diejenige, damit unter constantem Drucke p das Volumen von 0 auf V wachse, $A \cdot p \cdot V$ als die hierzu erforderliche oder ganze Wärmemenge ohne Temperaturänderung. Nun ist nach obigen Gesetzen

$$p \cdot V = p_0 V_0 (1 + \gamma t)$$

der Arbeit $p V = 0$, entspricht aber $1 + \gamma t = 0$, oder $t = -\frac{1}{\gamma}$ als diejenige Temperatur, wo dem idealen Gase alle Wärme fehlt, wo also der absolute Nullpunkt zu setzen ist.

Um diesen zu bestimmen, bedarf man des Werthes γ entsprechend einem ideellen Gase. Diesem Zustande nähert sich ein Gas um so mehr, je kleiner sein Druck ist, oder je weiter es vom Punkte des Flüssigwerdens absteht (155). Die Beobachtungen von Régnault gestatten angenähert den Coefficienten γ_0 für verschwindend kleinen Druck zu bestimmen. Sie zeigen nämsich (386), dass wenn der Druck der atmosphärischen Luft von 760 auf 2525 Millim. anwächst, der Coefficient γ von 0,0036706 auf 0,0036944 steigt, also für 1765 Millim. um 0,0000238. Diess gäbe für 760 Millim. proportional eine Zunahme $\Delta \gamma = 0,0000103$, welche vom Coefficienten, der für 760 gilt, abziehen sein wird, um genähert den für den Druck 0 zu erhalten. So findet sich übereinstimmend

	$\Delta \gamma$	γ_0	$\frac{1}{\gamma_0}$
Aus atmosph. Luft	0,0000103	0,0036603	273,20
» Kohlensäure	0,0000585	0,0036514	273,86
» Wasserstoff	0,0000012	0,0036614	273,12

Der absolute Nullpunkt läge bei $-273,393$.

Bezeichnet man die von $-273^{\circ},39$ an gerechnete Temperatur als absolute mit T , so ergibt sich der einfache Ausdruck für die Beziehungen der Gesetze von Mariotte und Gay-Lussac

$$\frac{p \cdot V}{T} = p_0 \gamma V_0 = \frac{C - C'}{A}$$

Das Produkt von Druck und Volumen bleibt bei allen Veränderungen, die man mit der Gasmasse vornimmt, der absoluten Temperatur proportional, der Quotient beider daher constant.

420. Die Gesetze der specifischen Wärme der Gase. — Man erwärme eine Gasmenge entsprechend der Gewichtseinheit um δT , wobei sie sich ohne Aenderung ihres Druckes p um δV ausdehne. Für die Erwärmung ohne Ausdehnung nimmt sie eine Wärmemenge $C' \delta T$ auf; für die Ausdehnung allein, nach der Arbeit bemessen, eine solche

$$A p \delta V = (C - C') T \frac{\delta V}{V} \quad (1)$$

da nach (419)

$$A p = \frac{(C - C') T}{V}$$

Die ganze erforderliche Wärmemenge wird demnach sein

$$\delta Q = C' \delta T + (C - C') T \frac{\delta V}{V} \quad (2)$$

Daraus ergeben sich folgende Beziehungen:

1) Wird das Gas ohne Volumänderung von T' auf T erwärmt, so ist $\delta V = 0$, die erforderliche Wärmemenge aber

$$Q - Q' = C' (T - T') \quad (3)$$

2) Kann unter Annahme einer undurchdringlichen Hülle keine Wärme entweichen, noch hinzukommen, so muss $\delta Q = 0$, woraus

$$C' \frac{\delta T}{T} + (C - C') \frac{\delta V}{V} = 0.$$

Erstreckt sich die Veränderung von V' , T' auf V , T , so erhält man nach Formel III

$$C' \lg \frac{T}{T'} + (C - C') \lg \frac{V}{V'} = 0 \quad (4)$$

oder

$$\frac{T}{T'} = \left(\frac{V'}{V} \right)^{k-1} \quad \text{und} \quad \frac{p}{p'} = \frac{T \cdot V'}{T' \cdot V} = \left(\frac{V'}{V} \right)^k$$

wo k das Verhältniss 1,417 (416) der beiden specifischen Wärmen ist.

3) Dehnt sich das Gas ohne Temperaturänderung aus, indem die erforderliche Wärmemenge zufließt, so ist $\delta T = 0$, und man erhält für die aufgenommene Wärmemenge

$$Q - Q' = (C - C') T \cdot m \cdot \lg \frac{V}{V'} \quad (3)$$

m bezeichnet den Modul 2,3025851 der gemeinen Logarithmen.

Auf diese Beziehungen war auf anderem Wege Poisson gekommen.

421. Die Erwärmung der Theilchen. — Sind Wärmemengen und mechanische Arbeit gleichwerthige Grössen, so lässt sich für die Erwärmung selbst keine andere Deutung finden, als dass sie eine Mittheilung von lebendiger Kraft (36) an die Gastheilchen ist. Man darf sich die letzteren nicht in Ruhe, sondern muss sie sich in einem Zustande lebhafter Bewegung denken, der ihren Wärmezustand darstellt. Erhöhung der Temperatur ohne Ausdehnung wäre gleich bedeutend mit einer Vermehrung der lebendigen Kraft der Theilchen.

Was die Bewegungen der Theilchen betrifft, so lassen sich 1) solche denken, bei welchen die ganzen Theilchen und ihr Schwerpunkt sich bewegen, oder 2) die um den Schwerpunkt, unverändert gedacht, erfolgen. Der Kürze halber nennen wir sie offene und verborgene Bewegungen der Theilchen. Bis jetzt sind uns die letztern, die bei einfachen Atomen drehende, bei zusammengesetzten gegenseitige Bewegungen sein können, vollkommen unzugänglich. Die offenen Bewegungen könnten ihrerseits schwingende um Gleichgewichtslagen, oder fortschreitende sein. Da jene wiederherstellende Kräfte voraussetzen, welche bei permanenten Gasen zu fehlen scheinen (417), so wird man mit Clausius und Krönig fortschreitende Bewegungen annehmen und sich eine abgegrenzte Gasmasse als eine Gesammtheit von Theilchen vorstellen, die unabhängig von einander nach allen Richtungen geradlinig fortschiessen, nur momentan bei zufälliger Annäherung auf einander einwirken und an Wänden oder an einander vermöge ihrer Aetherhüllen (356) gleich vollkommen elastischen Bällen (206) zurückspringen.

Bezeichnet dann m die Masse eines Theilchens, n die Zahl derselben in der Gewichtseinheit, u die Geschwindigkeit der fortschreitenden Bewegung, so werden

$$\frac{1}{2} n m u^2 \text{ und } \frac{1}{2} A \cdot n m u^2$$

die ganze lebendige Kraft der fortschreitenden Bewegung und die ganze in derselben enthaltenen Wärmemenge darstellen.

422. Der Druck der Gase. — Der Druck p gegen die Flächeneinheit einer Wand entsteht dann aus den Stößen sämmtlicher gegen dieselbe gerichteter Theilchen. Jedes der n Gastheile nimmt im Mittel (als Cubus gedacht) einen Raum $\frac{V}{n}$ ein, dessen Seite $\varrho = \left(\frac{V}{n}\right)^{\frac{1}{3}}$ ist. Die Anzahl Stösse, welche nun jene Wandeinheit in der Zeiteinheit erleidet, wird proportional sein: 1) mit der Menge Theilchen $\frac{1}{\varrho^2}$, welche an derselben Raum findet; 2) mit der Zusammendrängung $\frac{1}{\varrho}$ der Theilchen auf jeder gegen die Wand gerichteten Linie; 3) endlich mit der Geschwindigkeit u , mit der die Theilchen sich bewegen und bei gleicher Entfernung ihre Stösse wiederholen. Die Bewegungsmenge mu eines Theilchens mit der Anzahl Theilchen multipliziert, die in der Zeiteinheit zum Stosse gelangen, gibt die ganze als Druck wirkende Bewegungsmenge. Man hat so

$$p = \varepsilon \cdot \frac{m u^2}{Q^3} = \varepsilon \frac{n m u^2}{V} \quad (1)$$

wo ε einen mit der unregelmässigen Vertheilung der Theilehen und ihrer Richtungen, zusammenhängenden Coefficienten bezeichnet, den die Wahrscheinlichkeitsrechnung zu $\frac{1}{3}$ bestimmt.

Nach dem Mariotte'schen und Gay-Lussac'schen Gesetz ist aber (419) $p V = T \frac{C - C'}{A}$, folglich auch

$$n m u^2 = T \cdot \frac{C - C'}{A} \quad (2)$$

Die ganze lebendige Kraft der fortschreitenden Bewegung ist der absoluten Temperatur proportional.

Da ferner $n m$ die Masse der Gewichtseinheit $= \frac{1}{g}$ (32) darstellt, so lässt (1) den Werth der fortschreitenden Geschwindigkeit u bestimmen, nämlich

$$u = \sqrt{3 g p V} \quad (3)$$

Wenn V das Volumen für atmosphärische Luft ist, so nimmt die Gewichtseinheit eines andern Gases von der Dichte d ein Volumen $V:d$ ein. So findet man, da $g = 9,80605$ Met., ferner bei 0° und 1 Atmosphäre oder $p = 10332,9$ Kil. für atmosphärische Luft $V = 0,77353$ Cubikm. (418), aus den (161) gegebenen Dichten anderer Gase:

Für Sauerstoff	$u = 461,2$ Met.
» Stickstoff	492,0 »
» Wasserstoff	1842,4 »

Die Arbeit oder halbe lebendige Kraft der fortschreitenden Bewegung ist nach (1)

$$K = \frac{3}{2} p V \quad (4)$$

Der auf die Erwärmung gehende Antheil Wärme ist $C' \cdot T$, wo C' die specifische Wärme ohne Ausdehnung bezeichnet; die entsprechende Arbeit $C' T : A$. Setzt man hierin den aus (419) folgenden Werth von

$$\frac{T}{A} = \frac{p \cdot V}{C - C'}$$

so erhält man die in der Wärme enthaltene Arbeit

$$H = \frac{C' T}{A} = \frac{C'}{C - C'} \cdot p V \quad (5)$$

Die in der fortschreitenden Bewegung enthaltene Arbeit hätte zu der ganzen in der Erwärmung enthaltenen das Verhältniss

$$\frac{K}{H} = \frac{3}{2} \frac{C - C'}{C'} = \frac{3}{2} \cdot 0,417 = 0,6255 \quad (6)$$

bildet also nur einen Theil derselben.

423. Mechanische Wärmeentwicklung. — Durch plötzliche Vergrösserung eines Gasvolumens sinkt die Temperatur, durch Verkleinerung steigt sie, im ersten Fall verschwindet Wärme (wird gebunden), im zweiten entsteht solche (wird entbunden). Geht die Veränderung

so rasch vor sich, dass keine Wärme weder entweichen noch hinzukommen kann, was in der Wirklichkeit nie der Fall ist, so gelten die Ausdrücke (4) und (420). Die Compression des Volumens von V' auf V erhebt dann die Temperatur von T' auf T um

$$T - T' = T' \left[\left(\frac{V'}{V} \right)^{k-1} - 1 \right]$$

Nach dieser Formel gäben Compressionen auf $\frac{1}{2}$ und $\frac{1}{10}$ Erwärmungen von 0° auf 91 und 440° .

Man benutzt diese Wärmeentwicklung im pneumatischen Feuerzeug. Ein gutschliessender Kolben, unten mit einem Stückchen Schwamm versehen, wird in einem geschlossenen Cylinder rasch herabgestossen und dadurch der Schwamm zur Entzündung gebracht, was eine Temperatur von mehr als 300° voraussetzt.

An genauen Messungen fehlt es. Favre und Silbermann befestigten, da es sich um schnell vorübergehende Wärmeänderungen handelte, ein Breguet'sches Thermometer (393) unten in den Cylinder und erhielten, indem der Kolben auf die Hälfte herabgedrückt (C) oder auf das Doppelte gehoben wurde (D), bei verschiedener Dichte, diejenige für 1 Atmosphäre Eins gesetzt, folgende Zahlen:

Dichte.	$\frac{1}{4}$ und $\frac{1}{2}$		$\frac{1}{2}$ und 1		1 und 2	
	C	D	C	D	C	D
Atmosph. Luft	+ 50,6	— 5,0	+ 8,8	— 7,6	+ 13,2	— 12,8
Sauerstoff	5,6	4,7	9,3	7,6	13,2	13,2
Wasserstoff	9,7	5,0	13,8	8,5	18,5	13,7
Kohlensäure	4,7	4,7	7,3	7,3	11,3	11,3
Kohlenoxyd	5,6	5,0	8,6	7,3	12,6	12,6
Stickoxydul	4,7	4,8	6,6	6,6	11,0	11,3

Zahlen, welche wegen Vernachlässigung der an das Thermometer und die Wände abgegebenen Wärme mit der Theorie nicht stimmen können.

Die Annahme einer fortschreitenden Bewegung der Gastheile erklärt diese Erwärmungen und Erkältungen daraus, dass der vorwärts oder rückwärts getriebene Kolben die Geschwindigkeit der reflektirten Theilchen und damit ihre lebendige Kraft vermehrt oder vermindert.

424. Die Versuche von Jonle. — Einen entscheidenden Beweis liefern die calorimetrischen Versuche von Jonle, in welchen die ganze durch Compression entwickelte Wärme mit der aufgewandten Arbeit verglichen wurde.

Eine Druckpumpe A (Fig. 272) gestattete eine grosse Menge Luft durch das Rohr a zu saugen und in den Kupferbehälter B zu comprimiren. Die Luft kam von einer Austrocknungsröhre C und einem Schlangenrohr D, das ihr eine bestimmte Temperatur mittheilte. Um alle entstandene Wärme zu sammeln, befanden sich Pumpe und Behälter in einem durch Doppelwand von äussern Einflüssen geschützten Gefässe L, welches ein bekanntes Wassergewicht und in diesem ein sehr empfindliches Thermometer b enthielt. Nachdem die Pumpe die Com-

pression auf 10—20 Atmosph. gebracht, bestimmte man: 1) die aufgewendete Arbeit, Summe der Produkte der Kolbenbahn mit dem jedesmal überwundenen Druck des Gases, 2) die aus der Compression entwickelte Wärmemenge. Letztere berechnete sich aus dem Gewichte und der Temperaturerhöhung des Wassers, indem man die von allen Metalltheilen aufgenommene und die nach aussen verlorene Wärme hinzufügte, diejenige dagegen in Abzug brachte, welche die Reibung des Kolbens, unter Berücksichtigung des Druckes, erzeugt hatte.

In andern Versuchen liess man umgekehrt die comprimirt Luft des Behälters A (Fig. 273) durch ein im Wasser befindliches Schlangenrohr a in eine über Wasser unter dem atmosphärischen Drucke stehende Glasglocke B ausfliessen, beobachtete die Erkältung, die aus der wachsenden Verdünnung hervorging und verglich sie mit der Arbeit, welche das Gas dem atmosphärischen Drucke entgegen bei seiner Ausdehnung leistet.

Das Mittel dieser Versuche gab als Arbeitsäquivalent der Wärmeeinheit

Compression	$\frac{1}{A} = 443,8$
Dilatation	437,8

Zahlen, deren Abweichung von den frühern Werthen (418), in Betracht der Schwierigkeit solcher Versuche, nicht bedeutend ist.

Cap. 10. Wärme und mechanische Arbeit bei festen und flüssigen Körpern.

425. Compression eines Körpers. — Ueber die Art, wie die mechanische Wärmetheorie auf die Veränderungen der festen und flüssigen Körper Anwendung findet, müssen einige Andeutungen genügen.

Man denke sich die Gewichtseinheit eines homogenen, amorphen Körpers (235). Sie nehme unter dem allseitigen Drucke p (auf die Einheit der Oberfläche bezogen) und bei der absoluten Temperatur T (419) das Volumen V ein, so dass $V \cdot s = 1$. Aendert man den Druck um δp , so hat man nach Herstellung der anfänglichen Temperatur die Volumenänderung

$$\delta V = -v \cdot V \cdot \delta p \quad (1)$$

wo v den Coefficienten der Massenelasticität (205) bezeichnet.

Dabei wird eine äussere Arbeit erlitten, welche, da der elastische Widerstand von p auf $p + \delta p$ steigt, dem mittleren Druck gemäss, durch $(p + \frac{1}{2} \delta p) \delta V$ ausgedrückt werden kann. Daraus entsteht eine Wärmemenge

$$\delta Q_a = A (p + \frac{1}{2} \delta p) \delta V \quad (2)$$

Zugleich nähern sich die Theilchen und es entsteht eine innere Arbeit. Nennt man φ die anziehende Kraft zwischen zwei Theilchen m , während ϱ zu $\varrho - \delta \varrho$ wird, so erfolgt eine innere Arbeit $\varphi \delta \varrho$, und ausgedehnt auf alle gegenseitigen Wirkungen eine solche $S(\varphi \delta \varrho)$, entsprechend einer Wärmemenge

$$\delta Q_i = A S(\varphi \delta \varrho) \quad (3)$$

Im Ganzen also wird eine Wärmemenge entwickelt und nach Wiederherstellung der Temperatur T abgegeben worden sein

$$\delta' Q = \delta Q_a + \delta Q_i \quad (4)$$

426. Erwärmung eines Körpers. — Eine Aenderung der Temperatur allein um δT vergrößert das Volumen V um

$$\delta V = \alpha V_0 \delta T \quad (5)$$

wenn man mit α den Coefficienten der cubischen Ausdehnung (372), mit V_0 das Volumen bei $0^\circ C$ oder $T = 273^\circ,4$ (419) bezeichnet.

Wie bei Gasen (417) hat man zwei specifische Wärmen C und C' , mit und ohne Ausdehnung, mit constantem und mit veränderlichem, die Ausdehnung hinderndem Drucke zu unterscheiden. In beiden Fällen stellen $C \delta T$ und $C' \delta T$ die zur Erwärmung um δT erforderlichen Wärmemengen, also

$$(C - C') \delta T \quad (6)$$

die auf die Ausdehnung fallende oder die Ausdehnungswärme dar.

Von den vier Grössen v , α , C , C' sind nur die drei ersten einigermaassen bekannt, die letzte so zu sagen noch gar nicht. Alle vier scheinen mit p und T zu variiren, in Betracht der Kleinheit der Volumenänderungen indess nur langsam.

Ueber die Verwendung der Wärme bei der Temperaturerhöhung der Gewichtseinheit um δT macht man sich folgende Vorstellung.

Geht sie ohne Ausdehnung vor sich, nämlich unter wachsendem Drucke, so wird weder äussere noch innere Arbeit geleistet; die ganze Wärme verwandelt sich in lebendige Kraft. Die offene Bewegung (421) der Theilchen m , welche wegen ihres stabilen Gleichgewichtes (192) nur eine schwingende sein kann, vergrößert ihr Geschwindigkeitsquadrat um δu^2 ; die lebendige Kraft wächst um $m \delta u^2$ und für den ganzen Körper, umgesetzt in Wärme, um

$$\delta Q_0 = \frac{1}{2} A S (m \delta u^2) \quad (7)$$

Daneben kann ein Theil, dessen Gesetze man nicht kennt, auf verborgene Bewegung übergehen und bei grösserem Einfluss die Eigenschaften der Theilchen selbst verändern. Sei für ein Theilchen m dieser Zuwachs an lebendiger Kraft δv , so nimmt die verborgene Bewegung eine Wärmemenge in Anspruch

$$\delta Q_v = A S (\delta v) \quad (8)$$

Beides zusammen v erlangt

$$\delta'' Q = C' \delta T = \delta Q_0 + \delta Q_v \quad (9)$$

Der wachsende Druck, der zur Hinderung der Ausdehnung erforderlich ist, muss als Wirkung der Schwingungen der oberflächlichen Theilchen gegen den pressenden Körper gedeutet werden.

Erwärmt man mit Ausdehnung, so vertheilt sich die Wärme $\delta Q = C \delta T$ in vier Antheile, äussere und innere Arbeit, offene und verborgene Bewegung. Man hat daher einen Ausdruck von der Form:

$$\delta Q = C \delta T = \delta Q_a + \delta Q_i + \delta Q_0 + \delta Q_v \quad (10)$$

Man sieht, wie die Erscheinung sich verwickelt. Nur durch Untersuchungen, in welchen man den identisch nämlichen Körper einer Reihe elastischer, thermometrischer, und calorimetrischer Aenderungen unter-

zieht, kann man zu einer näheren Kenntniss jener vier Antheile gelangen.

427. Deutung des Gesetzes von Dulong. — Man denke sich den einfachsten Fall eines chemisch einfachen Körpers, dessen Theilchen die einzelnen gleichartigen Atome (oder aus gleicher Atomzahl gebildeter Atomgruppen) seien. Enthält die Gewichtseinheit n solcher Atome, so ist $\frac{1}{n}$ das Gewicht, $\frac{1}{n g}$ die Masse eines derselben, und diese wird dem chemischen Aequivalente a proportional sein. Vernachlässigt man in (425, 10) den äussern Druck p (z. B. im Vacuo), so dass δQ_a wegfällt, vernachlässigt man ferner die verborgene Bewegung (oder nimmt sie der offenen proportional an), so bleibt einzig

$$C \delta T = \delta Q_i + \frac{A}{2g} \delta u^2 \quad (1)$$

Nun ist nach dem Dulong'schen Gesetze (406) $a \cdot C$ für die verschiedensten einfachen festen und flüssigen Körper nahe constant. Diess setzt voraus, dass auch $a \delta Q_i$ und $a \delta u^2$ es seien oder δQ_i und δu^2 dem chemischen Aequivalent a verkehrt proportional seien. Man hätte so

$$\delta u^2 = \frac{\delta T}{a} \text{ Const.}, \quad u^2 = \frac{T}{a} \text{ Const. und } \frac{\delta u^2}{u^2} = \frac{\delta T}{T} \quad (2)$$

Das Geschwindigkeitsquadrat der offenen Bewegung wäre auch hier, wie bei den Gasen (422) der absoluten Temperatur proportional, nur dass es sich dort um eine fortschreitende, hier um eine schwingende Bewegung handelt.

Einfache Körper von gleicher Temperatur wären hiernach solche, deren Theilchen (Atome oder Atomgruppen) eine gleiche offene lebendige Kraft enthalten. Diejenigen des einen Körpers können alsdann denjenigen eines andern keine weitere Bewegung, keine neue Bewegung mittheilen. Eine thermometrische Substanz, Quecksilber z. B., mit dem einen oder andern zur Berührung gebracht, wird gleichfalls in einen nämlichen Bewegungszustand seiner Atome versetzt werden, also einen gleichen Stand annehmen.

Es scheint natürlich auch auf das zusammengesetzte Atom, das gegen andere als ein Ganzes auftritt, den gleichen Grundsatz anzuwenden, so lange man von einer Veränderung in den Theilchen selbst fern bleibt. Nennt man u die Schwingungsgeschwindigkeit des aus μ Atomen a und μ' Atomen a' zusammengesetzten Theilchens, so würde die thermometrische Substanz, mit solchen Theilchen in Berührung gebracht, auch wieder die Temperatur T anzeigen, wenn genähert

$$u^2 = \frac{T}{\mu a + \mu' a'} \cdot \text{Const.}$$

428. Compressionswärme der Flüssigkeiten. — Wird eine Flüssigkeit durch mechanischen Druck comprimirt, so muss eine Menge Wärme frei werden, welche der äussern und innern Arbeit entspricht. Die Versuche von Oerstedt und von Colladon (246) über die

Zusammendrückbarkeit der Flüssigkeiten liessen indess keine messbare Spur von Erwärmung entdecken. Régnault wiederholte dieselben mit einem Apparate, dessen Thermometer (ein thermo-electrisches Element) sehr schnell wirkte und noch 0,015 oder $\frac{1}{64}$ Grad anzeigte. Der Druck konnte auf 10 Atmosphären gehoben und um eben so viel wieder erniedrigt werden. Beim Wasser blieb die Erwärmung jedenfalls unter 0,02 oder $\frac{1}{50}$ Grad.

Thomson gelangt auf theoretischem Wege zur Berechnung der Temperaturerhöhung τ , welche ein Druck ϖ hervorbringt, auf den Ausdruck

$$\tau = \frac{\beta \cdot A \cdot T}{C \cdot s} \cdot \varpi$$

worin β den Ausdehnungscoefficienten, s das specifische Gewicht, C die specifische Wärme der Flüssigkeit, A und T aber die früher genannten Grössen (421) bezeichnen. Man findet so für 10 Atmosphären bei $t^{\circ}C$ eine Temperaturerhöhung

t°	Wasser.	Quecksilber.
0	— 0,005	+ 0,26
(Dichtigk Max.) 3,95	0	0,264
10	+ 0,006	0,27
50	0,035	0,31
100	0,078	0,36

Unterhalb 4° bewirkt die Compression des Wassers eine Abnahme, darüber eine Zunahme der Temperatur, entsprechend dem entgegengesetzten Zeichen von β (379). Diese Aenderungen entgehen bis jetzt unsern Beobachtungsmitteln.

429. Compressionswärme der festen Körper. — Die Wärme, welche aus der Compression ductiler Metalle entsteht, hat schon Bertholet beim Münzprägen zu bestimmen gesucht. Er warf die Münze sofort in ein bekanntes Wassergewicht und berechnet aus der Erwärmung derselben angenähert diejenige der Münze

Schlag.	Silber.	Kupfer.
1	90,60	10,56
2	4,06	2,60
3	1,06	0,81

Mit der kleiner werdenden Volumensänderung nimmt offenbar auch die Wärmeentwicklung ab. Bekannt ist die Erwärmung der Metalle beim Hämmern. Zinn wird leicht auf $50-60^{\circ}$ erhitzt; Eisen, das dem Glühen nahe ist, wird es vollständig durch rasches Hämmern.

Innerhalb der Grenzen der Elasticität (194) beobachtete W. Weber Abkühlungen und Erwärmungen, wenn Drähte plötzlich um eine bestimmte Grösse bleibend verlängert oder verkürzt wurden. Der durch Gewichte zu spannende Draht eines Monochordes (325) konnte an den beiden Enden festgehalten und so auch in der Mitte schnell festgeklemmt und wieder gelöst werden. Hatte man die eine Hälfte gespannt und so festgeklemmt, löste dann auf einen Augenblick nur die Mittelklemme, dass die Spannung durch Verkürzung dieser und Verlängerung

der andern Hälfte sich ausglich, so gab nach Wiederfestklemmen der Mitte, jene Hälfte anfangs einen tiefern, diese einen höhern Ton (nach den Schwebungen mit einer Stimmgabel beurtheilt) (313) als etwas später. Diess erklärt sich einzig aus Spannungsänderungen, welche durch die vorübergehenden Erwärmungen und Abkühlungen verursacht werden.

Aus diesen Versuchen berechnet Weber die Verlängerung λ , welche erforderlich ist, um einer Abkühlung von $1^{\circ} C$ zu bewirken, ferner die specifische Wärme ohne Ausdehnung C' der Metalle, im Vergleich mit der von Dulong bestimmten C mit Ausdehnung.

	λ	C	C'	$C - C'$
Eisen	0,00112	0,1100	0,1026	0,0074
Kupfer	0,00121	0,0949	0,0872	0,0077
Silber	0,00200	0,0557	0,0525	0,0032
Platin	0,00030	0,0314	0,0259	0,0055

430. Die Wärme der Reibung. — Dass Reibung Wärme entwickelt, ist allbekannt. Alle von Reibung begleiteten Arbeiten, das Feilen, das Sägen, Bohren, Hobeln u. s. f. erwärmen den bearbeiteten Gegenstand. Der Wilde benutzt die Reibung zum Feuer machen. Davy brachte durch Reibung Eis zum schmelzen. Die Naben schnelldrehender Wagenräder können sich bis zur Entzündung des Holzes erhitzen. Ohne beständige Abkühlung kann die Hitze an den Zapfen schnell drehender Turbinenräder auf $3-400^{\circ}$ steigen, und diese Erhitzungen sind mit ein Hinderniss gegen die Verwirklichung sehr grosser Drehungsgeschwindigkeiten. 1600 — 2000 Umdrehungen in der Secunde sind das Höchste, was man bisher mit den kleinsten und leichtesten Rädchen erreicht hat.

Rumford hat der erste die Reibungswärme einigermaassen gemessen. Durch Abdrehen von 250 Gramm Spänen von einem Messingcylinder unter Wasser erhitzten sich 25 Kil. des letztern auf 100° , wobei die entweichende Wärme unberücksichtigt blieb. Die blosse Reibung eines Messingcylinders (ohne Abreibung) in einer gleich grossen Höhlung, vermochte bei 32 Umdrehungen per Minute in 1 Stunde 9 Kil. Wasser von 15 auf 54° zu erwärmen, in 2 Stunden auf 100° .

Die Wärmeentwicklung durch Reibung, weil sie ohne Veränderung der Theile und unbegrenzt sich fortsetzen lässt, war stets ein Haupteinwurf gegen die Theorie eines Wärmestoffes und stimmte weit besser mit der Vorstellung kleiner Bewegungen der Theilchen. Seit den Versuchen von Joule, in denen die entwickelte Wärme mit der auf die Reibung verwendeten mechanischen Arbeit verglichen wurde, kann über die Gültigkeit der letztern Ansicht kaum ein Zweifel mehr bestehen.

In einem cylindrischen Gefässe mit Flüssigkeit A (Fig. 274) ward eine verticale Axe a mit ausgeschnittenen Flügeln α durch das Sinken eines Gewichtes B, welches an der Welle der mit Friktionsrädchen b versehenen Rolle C wirkte, in Drehung versetzt. Dabei hinderten vorspringende und gleichfalls ausgeschnittene Scheidewände β die Wirbelbewegung der Flüssigkeit, so dass zwischen den Flügeln und dem Wasser, sowie in diesem selber, bedeutende Reibungen und daher Wärme

entstanden. Der Versuch wurde sofort 20 Mal wiederholt. Aus dem fallenden Gewichte und der ganzen Fallhöhe kennt man die aufgewandte Arbeit, welche, bei gleichgewordenem Gange, der Arbeit aus der Reibung gleich ist. Andererseits berechnet man die erzeugte Wärmemenge aus dem Gewicht der Flüssigkeit und ihrer Temperaturerhöhung, unter Zuzug der von Flügelrad und Gefäss aufgenommenen und der nach Aussen verlorenen Wärme, welche beide durch besondere Versuche ermittelt wurden. — In andern Versuchen wurden Quecksilber und Eisen, in noch andern conische Gusseisenflächen unter sich zur Reibung gebracht.

Als Arbeitsäquivalent der Wärmeeinheit (418) fand Joule als Mittel vieler Versuche:

Messing und Wasser	$\frac{1}{A} = 423,92$ Kilom.
Eisen und Quecksilber	424,68
Gusseisen und Gusseisen	425,18

Als Mittel dieser und anderer Versuche nimmt Joule 423,55 an, was mit der frühern Bestimmung aus dem Verhalten der Gase (418) merkwürdig übereinstimmt. Eine gleiche Zahl auf so verschiedenen Wegen zu finden, ist wohl der entschiedenste Beweis für die absolute Constanz dieser Grösse und für die Naturgemässheit der Theorie, welche jene Wege vorgezeichnet hat.

B. Wirkungen der Wärme mit Aenderung der Aggregatform.

1. Umwandlung des festen in den flüssigen Zustand.

Cap. 1. Der Vorgang der Schmelzung.

431. Vorbemerkung. — Einen Körper mehr und mehr erwärmend, gelangt man auf eine Temperatur, wo die Abstossung der Wärme so gross wird, dass der Theil der Cohäsionskraft, welcher von der Gestalt der Theilchen oder von der Ungleichheit der Anziehung nach verschiedenen Seiten hin (244) abhängt und ihr stabiles Gleichgewicht bedingt, so zu sagen verschwindet (192). Die Theilchen werden in ihrer Stellung und gegen einander ganz beweglich, ohne jedoch die Grenze ihrer Abhängigkeit zu überschreiten. Umgekehrt tritt beim Erkalten des flüssigen Körpers ein Augenblick ein, wo die Ungleichheiten der Cohäsionsrichtungen sich geltend machen, die Theilchen unter Schwingungen in stabile Gleichgewichtsstellungen versetzt und zu einem festen, im Krystalle vollendeten Körper, vereinigt werden.

Das Schmelzen und Erstarren, letzteres wenigstens bei Vermeidung vollkommener Ruhe (237), treten bei der nämlichen, bestimmten Temperatur, dem Schmelzpunkte, ein. Manche Substanzen indess, wie Siegellack, Schwefel, Glas, namentlich manche organische Stoffe gewinnen ihre Beweglichkeit allmählig durch eine fortschreitende Erweichung, so dass sich kein scharfer Schmelzpunkt beobachten lässt. Im Grunde mag ein gewisser Spielraum des Uebergangs immer vorhanden sein; ist er enge, wie bei Wasser, so ergreift die Schmelzung scheinbar nur die oberflächlichen Theilchen, die leichter als die von allen Seiten gehaltenen innern beweglich werden; ist er weit, so dringt die Wärme in den Körper ein, und setzt auch innere Theile auf verschiedene Stufen des Ueberganges.

432. Der Schmelzpunkt der Metalle. — Die Temperatur des Schmelzens oder Erstarrens hält bei Bewegung der Masse gewöhnlich unverändert an, bis die Umwandlung vollendet ist. Ein eingesenktes Thermometer oder ein in den Schmelzraum gebrachtes Pyrometer gibt den Schmelzpunkt.

Folgendes sind einige der zuverlässigsten Angaben über Metalle. Die Zahlen verschiedener Beobachter weichen oft erheblich ab, weil nicht immer auch chemische Reinheit genügend geachtet wurde. Die höheren Angaben sind pyrometrische, daher weniger sicher.

Quecksilber	— 390 Berzel.	Gold	1250 Pouillet.
Kalium	+ 58 Gay-Luss.	Kobalt, Nickel	} 1500 Pouillet.
Natrium	90 »	Molybd, Chrom	
Zinn	228 Rudberg.	Eisen	1600 »
Wismuth	264 »	Platin	} 1700 Clarke.
Blei	325 »	Palladium	
Zink	423 Pouillet.	Rhodium	1750 Clarke.
Antimon	432 Daniell.	Strontium	} 1800 Clarke.
Cadmium	500 Stromeyer.	Baryum	
Silber	1000 Pouillet.	Iridium	
Kupfer	1090 Daniell.	Uran, Titan	

Manche Legirungen schmelzen weit früher als ihre einzelnen Bestandtheile. So diejenigen von Zinn und Blei, welche Metalle für sich bei 228 und 325 schmelzen. Rudberg fand:

Chem. Aequiv.		Gewichtsproc.		Schmelzpunkt.
Zinn.	Blei.	Zinn.	Blei.	
5	1	74	26	+ 194 ⁰
4	1	69	31	189
3	1	63	37	186
2	1	53	47	196
1	1	36	64	241
1	3	16	84	289

Noch leichter schmelzen manche Legirungen aus Zinn, Blei und Wismuth, nach Gewichtstheilen

	Zinn.	Blei.	Wismuth.	Schmelzp.
Ermann'sche Legirungen	1	1	2	+ 93 ⁰ ,7
Rose'sches Metall	1	1	4	94
Darcet'sche Mischung	3	8	8	95
Newton'sche Mischung	3	5	8	100
	3	2	5	100

433. Andere Substanzen. —

	Schmelzp.		Schmelzp.
Brom	— 220,5 Löwig.	Jod	+ 104 Gay-Lussac.
Phosphor	+ 42,8 Thenard.	Schwefel	108 Berzel.
Selen	102 Berzel.		

Die tiefsten beobachteten Schmelzpunkte sind die folgenden:

Alcohol (ungew.)	— 130 ⁰	Salpeteräther	— 52 ⁰ Parry.
Stickstoffoxydul	— 100 Faraday.	Schwefelkohlenst.	— 52 Gay-Luss.
Schwefeläther	— 89,9 Mitchell.	Jodwasserstoff	— 51 Faraday.
Bromwasserstoff	— 86 Farad.	Salp.-Säure (conc.)	— 45,5 Parry.
Schwefelwasserst.	— 85,6 »	Cyanogen	— 35 Farad.
Schweflichte Säure	— 76,1 »	Schw.-Säure (conc.)	— 25 Bussy.
Ammoniak	— 75 »	Blausäure	— 15 Gay-Luss.
Chloroxyd	— 60 »	Meerwasser (1,027)	— 2,5 Despretz.
Kohlensäure	— 58 »	Reines Wasser	0

Der Schmelzpunkt der gewöhnlichen Leuchtstoffe ist der folgende:

Mohnöl	— 3 Schübler.	Rindstalg	+ 40 Braconnot.
Rüböl	+ 1 »	Spermaceuti	47,7 Bunsen.
Olivenöl	10 »	Margarinsäure	60 Chevreuil.
Butter	32 Chevreuil.	Bienenwachs	61,5 Gay-Luss.
Wallrath	45 »	Stearinsäure	75 Chevreuil.

434. Der Gang der Temperatur. — Setzt man ein Gefäß mit kaltem und trockenem Schnee der Wärme aus, so steigt ein eingesenk-

tes Thermometer auf 0, bleibt dann aber bis nahe zur Vollendung der Schmelzung stationär. Höhere Wärme hat eine im gleichen Verhältniss reichlichere Schmelzung, aber keine Erhöhung der Temperatur zur Folge. Die zugeführte Wärme wird also vollständig aufgezehrt oder gebunden (latent). Schon die Ausdehnung nahm Wärme in Anspruch; einen weit grössern Theil erfordert die Aufhebung der Cohäsionskräfte bis zum Beweglichwerden der Theilchen.

Auch beim Erkalten einer flüssigen Masse bleibt das Thermometer stehen, wenn die Verfestung beginnt, indem die Wärme aus dem Erstarren der einen Theilchen die Umwandlung der nächsten verzögert und die Temperatur erhält. Ueberhaupt veranlasst jede Veränderung der innern Aggregation, und so auch der Uebergang in eine isomere oder allotrope Substanz (244) eine Entwicklung oder Vernichtung von Wärme und beurkundet sich durch Störungen des regelmässigen Ganges des Thermometers, zugleich dann aber durch Aenderungen des Volumens und der specifischen Wärme.

Bei Legirungen von Blei und Zinn, nach Aequivalenten ausgedrückt (Blei $Pb = 1294,50$, Zinn $Sn = 735,25$), beobachtete Rudberg z. B. ein zweimaliges Stehenbleiben des Thermometers.

Aequivalente	Zinn	0	1	1	3	4	12	∞
	Blei	∞	3	1	1	1	1	0
Erster Stand		3250	280	240	187	187	210	220
Zweiter Stand		—	187	187	187	187	187	—

Die eine Temperatur bleibt fest und entspricht dem Schmelzpunkte der leichtest flüssigen Verbindung; die andere variirt, vermuthlich durch Entstehung anderer weniger schmelzbaren Verbindungen.

Der Schwefel, wie Berzelius und Marx erkannten, zeigt beim Erwärmen und Erkalten auffallende Anomalien: Bei 108^0 erfolgt eine erste Schmelzung zu einer gelben, durchsichtigen, dünnflüssigen Flüssigkeit. Gegen 160^0 wird die Masse dunkler und zäher und erreicht bei 235^0 den höchsten Grad von Zähigkeit und eine beinahe schwarze Farbe. Dieser Zustand einige Zeit erhalten, kann auch nach dem Erkalten fortbestehen, bis die Masse von einigen Punkten aus wieder hellgelb und fest wird. Beim Erkalten des heissen Schwefels hat man von 187^0 bis 151 eine beschleunigte Abkühlung, unter 151 bis 104^0 einen regelmässigen Gang, von 104^0 bis 99 ein anfangendes Erstarren mit Erwärmung um 8 bis 10^0 , endlich wieder unterhalb ein regelmässiges Erkalten. Auch hier sind zwei allotropische Zustände im Spiel.

435. Die Ueberschmelzung. — Bereits wurde erwähnt (237), dass der Beginn der Krystallisation, z. B. bei Wasser und Glaubersalzlösung, durch vollkommene Ruhe verzögert werde. Unter der Luftpumpe hat man Wasser bis — 15^0 flüssig erhalten. Wie aber durch irgend eine Stellungsänderung einzelner Theilchen die Krystallbildung beginnt, steigt die Temperatur in Folge der Wärmeentwicklung rasch auf den normalen Gefrierpunkt. Besonders leicht beobachtet man diese Erscheinungen nach Böttger am unterschweflichtsauren Natron, das seine Temperatur um 20^0 erheben kann.

Was die Beweglichkeit der Flüssigkeit stört, begünstigt auch die Ueberschmelzung. Kleine Kügelchen geschmolzenen Schwefels bleiben lange Zeit flüssig, bis durch Berührung mit einem festen Körper die Krystallisation beginnt. Dasselbe zeigen kleine Wasserkügelchen auf nicht benetzbarer Unterlage. Die kleinen hohlen oder vollen Wasserkügelchen, welche den Nebel zusammensetzen (253), bestehen selbst bei grösster Winterkälte aus flüssigem Wasser, dessen Beweglichkeit durch die oberflächliche Zähigkeit vermindert wird.

Auch durch Adhäsion oder Capillarität kann die Umstellung der Theilchen erschwert werden. Eine horizontale Röhre, mit einer längern frei endenden Wassersäule versehen und beiderseits geschlossen, gefriert bei -7 bis -10^0 nicht, wenn ihr Durchmesser 0,3 bis 0,4 Millim. nicht übersteigt. Bei 0,1 bis 0,2 gefriert sie selbst nicht, wenn das eine Ende in gefrierende Flüssigkeit taucht. Aehnliches beobachtet man mit Glasplatten, deren mit Wasser gefüllter Zwischenraum durch Festschrauben hinlänglich verkleinert wird. Bei einer Wasserschicht zwischen Eisstücken siegt dagegen immer die Wirkung gleichartiger Ansatzpunkte (237).

436. Die Ausdehnung der Eisbildung. — Beim Gefrieren dehnt sich das Wasser, der Wärmeentwicklung ungeachtet, bedeutend aus, wie schon das Schwimmen des Eises auf dem Wasser beweist. Vorher dehnte es sich von 4^0 an als Wasser beim Erkalten mit einem wachsenden Coefficienten, von 0,0000962 bei 0^0 , aus (379); nachher, als Eis, zieht es sich, den gewöhnlichen Gesetzen folgend, mit einem solchen von 0,0001585 nach Geissler und Plücker zusammen. Die neuesten Angaben bestimmen das specifische Gewicht des Eises, verglichen mit Wasser, zu 0,9180 nach Brunner, zu 0,9168 nach Plücker, während früher Osann 0,926, Dumas 0,950 annahmen, — Abweichungen, welche vermuthlich in einer ungleichen und ungenügenden Befreiung von absorbirter Luft (285) ihren Grund haben. Das Mittel der ersten Bestimmungen wäre 0,9174, die Ausdehnung daher genau $\frac{9}{100}$.

Die Ausdehnung der Eisbildung erfolgt mit bedeutender Kraft und veranlasst mancherlei bekannte Erscheinungen. Brunnenstöcke und Wasserleitungen bersten, wenn ungeschützt. Flaschen und Gefässe werden zersprengt, wenn die Eisbildung, wie gewöhnlich in Folge der Strömungen (380), von oben nach unten fortschreitet; beginnt sie von unten, so bleiben selbst enghalsige Flaschen unversehrt und es wächst ein Eiszapfen aus der Oeffnung. Pflastersteine werden vom Froste gelöst, poröse Steine durch häufige Wiederholung des Gefrierens gelockert, die Ackerkrume zertheilt, im Saft begriffene Pflanzen (im Frühjahr) durch und durch in ihren Zellen zerrissen etc. Kurz, die gewaltsame Ausdehnung des gefrierenden Wassers ist das wirksamste und durchgreifendste Mittel der Zerstörung und Verwitterung an der Erdoberfläche.

Zur Prüfung der Dauerhaftigkeit der Steine taucht Bérard dieselben in Lösungen von Glaubersalz und lässt in den Poren die Krystallbildung wirken. Die auseinandertreibende Kraft in diesem Fall hat

indess einen andern Ursprung als beim Eise; da diess Salz beim Erstarren nur wenig sich ausdehnt, kaum 0,03 nach Bellani, so rührt jene Kraft weniger von einer eigentlichen Volumenänderung her, als von einer Ansammlung der Theilchen auf einzelnen Punkten und dem Anwachsen der da sich bildenden Krystalle.

437. Die Volumänderungen anderer Körper. — Wie Wasser dehnen beim Erstarren manche andere Substanzen sich gleichfalls aus; andere verändern ihr Volumen nur wenig, noch andere ziehen sich bedeutend zusammen, — ohne dass bisher eine Regel angegeben werden konnte. Zu der ersten Classe zählt Bellani das schwefelsaure Natron und die schwefelsaure Magnesia, zu der zweiten Salpeter und Kupferammoniak, zu der dritten Vitriolöl und Essigsäure. Oele, Fett- und Wachsorten ziehen sich beim allmäligen Festwerden auch langsam zusammen. Nach Ermann dehnt sich erstarrender Phosphor um 0,033 aus, während Schwefel sich zusammenzieht und kleine Räume zwischen den Krystallnadeln zurücklässt.

Beim Eisen und Kupfer rechnet man ein Schwindmaass von etwa 0,01, um welches die Gussformen grösser als die gewollten Gegenstände gemacht werden müssen. Zink, Zinn, Blei in Tiegeln geschmolzen und erkaltend, sinken etwas zusammen. Bleikugeln lassen beim Zerschneiden meist eine leere Höhlung entdecken, Folge der Contraction. Noch stärker sind nach Marx die Zusammenziehungen des Antimons und Schwefelantimons. Hingegen dehnen Wismuth, besonders Schwefelwismuth, sich bedeutend aus. Schmilzt man käufliches Wismuth in einem Tiegel, so brechen beim Erkalten grosse Warzen von Metall aus der erstarrten Kruste hervor. Schneider weist nach, dass diess Herausdrängen durch Bildung eines früher erstarrenden, sich stark ausdehnenden Schwefelwismuthes bedingt wird.

Ueber alle diese Erscheinungen, die durch chemische Zusätze sich bedeutend verändern und für die Künste, für den Feinguss des Eisens, das Giessen der Buchdruckerlettern u. s. f., von grosser Wichtigkeit sind, fehlt es an genauen Untersuchungen und noch weit mehr an genauen Erklärungen.

Cap. 2. Die Schmelzwärme.

438. Bestimmung der Schmelzwärme. — Zur Bestimmung der Schmelzwärme hat man die drei calorimetrischen Methoden, welche bei der specifischen Wärme erläutert wurden, gleichfalls in Anwendung gebracht, am häufigsten indess das Mischungsverfahren (396). Das Resultat ist hier aber weit weniger sicher, weil die Wärmemenge, welche dem Wasser abgegeben wird, mehrfachen Ursprunges ist.

Wirft man ein Gewicht P eines geschmolzenen Körpers bei der Temperatur t in ein Wassergewicht P' von der Temperatur t' , und entsteht eine Mischungstemperatur T , während der Erstarrungs- oder Schmelzpunkt höher bei τ liegt, so sind drei verschiedene Wärme-

mengen in das Wasser übergegangen, um die aufgenommene Menge $P' \cdot c (T - t')$ zusammen zu setzen: 1) ein Theil $P \cdot C \cdot (t - \tau)$ rührt von der Abkühlung des Körpers im flüssigen Zustande her, 2) ein anderer $P \cdot L$ von der bei τ frei werdenden Schmelzwärme, 3) ein dritter endlich $P \cdot C' \cdot (\tau - T)$ von der Abkühlung im festen Zustande von τ bis T . C und C' sind hierbei die specifischen Wärmen im flüssigen und festen Zustande, L die Schmelzwärme, d. h. die Wärmemenge, welche 1 Kil. beim Erstarren entwickelt. Man erhält also durch Gleichsetzen der drei abgegebenen Antheile mit dem aufgenommenen

$$L = c \frac{P'}{P} (T - t') - C (t - \tau) - C' (\tau - T)$$

Man muss also C und C' kennen, um L zu bestimmen, was leider selten der Fall ist, besonders nicht für die Temperaturen in der Nähe der Umwandlung, wo die specifischen Wärmen sich erheblich verändern. Benutzt man also Werthe der specifischen Wärmen, die entfernter vom Schmelzpunkte ermittelt wurden, so umfasst L die vor τ im flüssigen und nach τ im festen Zustande eingetretenen Veränderungen der specifischen Wärmen, die mit dem Beginn und Aufhören der Molecularänderungen zusammenhängen.

439. Die Schmelzwärme des Eises, — eine für manche Untersuchungen wichtige Grösse — wurde mit besonderer Genauigkeit von Régnault, andererseits von De la Provostaye und Desains ermittelt. Die mit Sorgfalt getrockneten dichten Eisstücke, für welche $t = \tau = 0$, wurden in ein frei stehendes dünnes Blechgefäss, mit bekanntem Wassergewicht P' und einer Temperatur t' von 20 bis 30° gebracht, und nach vollendeter Schmelzung die Mischungstemperatur T , die von der äussern Temperatur wenig abwich, mittelst Cathetometer abgelesen. Das Eisgewicht P ergab sich aus der Gewichtszunahme des Blechgefässes. Dem Wassergewichte P' sind natürlich die Wasseräquivalente des Gefässes und Thermometers (398) beizuzählen. Da hier $C' = c = 1$, so hat man einfach

$$L = \frac{P'}{P} (t' - T) - T$$

Es wurden Correktionen angebracht 1) für die Verdunstung der Flüssigkeit während der nicht geringen Dauer des Versuches, 2) für den aus dem Wasser hervorragenden Theil des Thermometers, 3) für den Wärmeverlust nach Aussen, wozu besondere Versuche über das Erkalten des Wassergefässes ohne Eis das Mittel boten.

Uebereinstimmend fanden jene Physiker, dass die Zahl $L = 75$, welche nach Versuchen von Laplace und Lavoisier angenommen worden, zu klein sei. Die Versuche von De la Provostaye geben als allgemeines Mittel 79,25, als Mittel der sichersten Bestimmungen 79,01. Régnault erhielt aus der Schmelzung von Schnee 79,24, aus derjenigen von dichtem Eise 79,06. Das wahrscheinlichste Mittel wäre

$$L = 79,035.$$

Noch neuere Versuchen von Hess, in denen das Eis bei tie-

fern Temperaturen bis -13° genommen wurde, ergaben als Werth der specifischen Wärme im festen Zustande $C' = 0,5333$ und für die Schmelzwärme den noch höhern Werth

$$L = 80,34.$$

440. Resultate von Person. — Wegen ungenügender Kenntniss der specifischen Wärme C, C' für den flüssigen und festen Zustand können die ältern Bestimmungen, selbst diejenigen von Rudberg und Gay-Lussac, nicht auf Genauigkeit Anspruch machen. Zudem bezogen sie sich nur auf ganz wenige metallische Stoffe.

Person suchte diese Lücke auszufüllen und bestimmte von einer Reihe unmetallischer und metallischer Körper ihren Schmelzpunkt τ , ihre specifische Wärme im flüssigen Zustande C , — diejenige C' im festen wurde den Tabellen von Régnault entnommen, — endlich die Schmelzwärme L

	Schmelzp. τ	Spec. Wärme		Schmelz. Wärme. L
		flüss. C	fest. C	
Schwefel	1150,0	0,2340	0,2026	9,37
Phosphor	44,2	0,2045	0,1788	5,03
Wasser	0	1,0000	0,5040	79,25
Salpeters. Natron	310,5	0,4130	0,2782	62,98
Salpeters. Kali	339,0	0,3319	0,2388	47,37
Chlorcalcium	28,5	0,5550	0,3450	40,70
Phosphors. Natron	36,1	0,7467	0,4077	66,80

Person stellt diese Zahlen durch eine empirische Formel dar

$$L = (160 + \tau) (C - C')$$

welcher zufolge die Schmelzwärme von τ abhängt. Für Wasser bei 0° gleich 79,36 wäre sie bei -10° , also im Zustande der Ueberschmelzung, nur 74,40.

Von Metallen prüfte Person die folgenden:

Zinn	232,7	0,0637	0,0562	14,25
Wismuth	266,8	0,0363	0,0308	12,64
Blei	326,2	0,0402	0,0314	5,37
Zink	415,3	—	0,0956	28,13
Cadmium	320,7	0,0642	0,0567	13,58
Silber	—	—	0,0570	21,07

Da C, C' bei Metallen sehr wenig abweichen, passt die obige Formel nicht mehr. Die Metalle von geringer Elasticität und Cohäsion, wie Blei und Zinn, haben geringere, diejenigen von grösserer, Silber und Zink, eine grössere Schmelzwärme. Aehnlich wie die specifische Wärme ist auch die Schmelzwärme der Metalle viel kleiner als diejenige des Wassers.

441. Theoretische Ausdrücke. — Hält man sich an die Vorstellungen der mechanischen Theorie der Wärme (425), so besteht die Wärme L , die man der Gewichtseinheit eines festen Körpers, z. B. Eis, zur Schmelzung mittheilen muss, wenn die Temperatur vor und nach der Umwandlung, daher auch die lebendige Kraft der Theilchen als gleichbleibend betrachtet wird, aus zwei Bestandtheilen: einem Theile

q_i , der auf die innere Arbeit der Umwandlung fällt, und einem andern q_a , der von der äussern Arbeit der Volumensänderung abhängt.

$$L = q_a + q_i$$

Diese beiden Grössen ändern sich, wie leicht begreiflich, mit dem Drucke und der Temperatur.

Eine weitere Ausführung der Theorie führte Clausius auf zwei Ausdrücke, welche die Gesetze angeben, nach welchen der Schmelzpunkt τ mit dem Drucke p , unter dem sich die Substanz befindet, und dadurch hinwieder die Schmelzungswärme L variirt. Er erhielt vorerst

$$\delta \tau = \frac{A \cdot (V - V')}{L} T \delta p \quad (1)$$

wo V, V' die Volumina der Gewichtseinheit im flüssigen und festen Zustande, A und T aber das Wärmeäquivalent der Arbeitseinheit (1 Kil. auf 1 Met.) und die absolute Temperatur bezeichnen. Hiernach würde der Schmelzpunkt durch Druckvermehrung sich senken, wenn die Flüssigkeit beim Erstarren sich ausdehnt, im umgekehrten Falle sich erhöhen.

Der zweite nur angenäherte Ausdruck ist

$$\delta L = \left[(C - C') + \frac{L}{T} \right] \delta \tau \quad (2)$$

Auf Wasser angewendet hätte man zu setzen: $L = 79,035$ (439), $V = 0,001$ Cubikm., $V' = \frac{1}{0,9174} = 0,00109$ Cubikm. (436), ferner $\frac{1}{A}$ (nach Joule) $= 423,55$ (430), $T = 273,4$ (419); endlich um den Druck statt in Kilogramm in Atmosphären anzugeben, muss p mit 10333, dem Druck von 1 Atmosphäre auf 1 Quadratmeter dividirt werden. Man erhält so, da $C - C' = 0,4960$ (440)

$$\delta \tau = - 0,00758 \delta p \text{ und } \delta L = 0,7850 \delta \tau$$

442. Bestätigende Versuche. — W. Thomson prüfte die Richtigkeit des Ausdruckes (1) mittelst eines Piezometers (246), in welches Wasser mit zahlreichen Eisstücken, daneben ein Luftmanometer zur Schätzung des Druckes und ein äusserst empfindliches Thermometer aus Schwefeläther gebracht wurden. Das Thermometer, direkt noch $\frac{1}{71}^{\circ} F$ angehend, war durch Einschliessen in eine zugeschmolzene Glasröhre vom Drucke geschützt. Im warmen Zimmer steht das Thermometer nothwendig auf dem Schmelzpunkte des Eises (434). Eine Vermehrung des Druckes auf 8,1 und 16,8 Atmosphären senkte die Temperatur sofort um $0,059$ und $0,129^{\circ} C$, für 1 Atmosphäre also um $0,00727$ und $0,00767$, was mit der obigen Zahl übereinstimmt.

Die Veränderlichkeit des Schmelzpunktes mit dem Drucke wurde von Bunsen auf anderem Wege für Wallrath und Paraffin nachgewiesen. Er benutzte zwei identische neben einander auf einem Brettchen befestigte Apparate A, A' (Fig. 275). Jeder bestand aus einer geschlossenen Röhre a und a' , gefüllt mit einer kleinen Menge der zu prüfenden, von Quecksilber abgesperrten Substanz; aus einer weiteren

Quecksilberröhre b , b' ; endlich aus einer geraden mit Eintheilung versehenen Capillarröhre c , c' , die an dem einen Apparate A geschlossen war und als Luftmanometer diente, an dem andern A' aber dem Luftdrucke offen blieb. Ein empfindliches Thermometer B gibt die Temperatur des Wassers an, in welches man allmählig das Ganze einsenkt, und das nur wenige Grade über dem Schmelzpunkte der Substanz steht. Bei stärkerem Einsenken erhöht sich durch die Ausdehnung des Quecksilbers b der manometrische Druck, und man erreicht einen solchen, der in a das Erstarren bewirkt, während a' noch flüssig bleibt.

So wurde der Schmelzpunkt des Wallrathes von $47^{\circ},7$ auf $50^{\circ},9$ erhöht, wenn der Druck auf 156 Atmosphären stieg. Im Mittel ergab sich auf 1 Atmosphäre eine Erhöhung für Wallrath von 0,0208, für Paraffin (Schmelzpunkt bei 1 Atmosphäre $47^{\circ},7$) von 0,0336.

Hopkins hat den Druck mittelst eines belasteten Hebels, der auf den Stempel eines Messingcylinders wirkte, hervorgebracht und das Erweichen der Masse an dem Einsinken eines Eisenkügelchens, das nach Aussen eine Magnetnadel bewegte, beurtheilt. Er fand die folgenden Schmelzpunkte:

Atmosph.	Wallrath.	Wachs.	Schwefel.	Stearin.
0	$53^{\circ},3$	$64^{\circ},7$	$101^{\circ},6$	$67^{\circ},2$
5300,5	60,0	72,7	135,2	68,3
8083,4	73,7	80,2	140,5	73,8

443. Hinderung der Ausdehnung. — Aeltere Versuche von William in Quebec schienen zu beweisen, dass die Möglichkeit der Ausdehnung eine nothwendige Bedingung der Eisbildung sei. Eine starke Bombe von 60 Mm. Eisendicke wurde mit Wasser gefüllt, fest mit einem Eisenstöpsel von 1,2 Kil. Gewicht verschlossen und der Kälte ausgesetzt. Sie platzte bei -21° , indem der Stöpsel durch die, wie es schien, jetzt erst eintretende Eisbildung auf 20,1 Met. fortgeschleudert wurde. In einem andern Versuche bei $-28,7$ und unter 45° Elevation, soll derselbe sogar auf 135 Met. geflogen sein. Sind die Versuche richtig, so war der Druck ein ungeheurer. Schon um den Schmelzpunkt auf $-28^{\circ},7$ zu erniedrigen, sind $27,8 : 0,0075 = 3826$ Atmosphäre nothwendig; dazu kommt aber noch der Druck, der nothwendig ist, die Ausdehnung des flüssigen Wassers von 0 bis zu jener Temperatur zu unterdrücken.

Den flüssigen Zustand des Wassers in der Kälte bei hohem Druck weist man mit Hülfe eines Apparates nach, dessen sämtliche widerstehende Theile aus Stahl, die verschliessenden aus weichem Kupfer bestehen. In dem dicken Stahlstücke A (Fig. 276) befindet sich ein 5–6 Mm. weiter cylindrischer Canal a , der sich oben sehr langsam, unten stärker conisch erweitert. In den obern Raum passt genau ein langer Kupferstöpsel α , der mittelst eines Stahlstempels β durch die starke Mutter B und den langen Hebel C hineingetrieben wird. Hat man in umgekehrter Stellung (den Stöpsel nach unten) den Raum a mit Wasser gefüllt und in dasselbe als Index einen kleinen Messingcylinder γ versenkt, so wird die Oeffnung mittelst des Kupferconus δ und der auf denselben wirkenden Schraube b auf das Festeste verschlossen.

Welche Stellung man nun nach tagelangem Aussetzen an die Kälte dem Apparate gibt, der Index ist beweglich, das Wasser flüssig geblieben und findet sich beim Oeffnen der Schraube b, wobei rasches Gefrieren eintritt, stets an dem Ende, das zuletzt nach unten lag.

Auf diesem Wege gelingt es sogar mit Hülfe eines Druckes, der allerdings viele tausend Atmosphären beträgt, festes Eis zu flüssigem Wasser zu comprimiren, selbst wenn der Apparat beständig mit einem Schnee- und Salzgemenge von -20° umschlossen bleibt. Der in umgekehrter Stellung des Apparates vor dem Verschluss d fest eingefrorene Index zeigt sich nach Einwirkung des Druckes beim Oeffnen in gerader Stellung am andern Ende, umgeben von dem augenblicklich gefrierenden Wasser.

444. Die Umbildung des Eises. — Glasige Eisstücke, die man mit nassen angeschmolzenen Flächen an einander presst, wachsen zusammen, indem das Wasser der sich berührenden Stellen von der äussern Wärme geschützt und dem beidseitigen Einflusse des Eises ausgesetzt (237.2) sofort krystallisirt. Es geschieht diess selbst in Mitte eines Mediums, das weit über 0 steht. Trockenenes, d. h. sehr kaltes Eis dagegen verbindet sich nicht.

Faraday und Tyndall setzten dichte Eisstücke von beliebiger Form dem Drucke einer hydraulischen Presse (98) aus. Anfangs zerspringt die Masse, an verschiedenen Stellen ungleich gepresst, mit Krachen, bald aber verwandelt sich das Geräusch der zahllosen Zerreißen in ein eigenes Aechzen. Die zahllosen in einander gedrängten Stücke bleiben aber nicht getrennt, wie bei einem zermalmten Steine, sondern verwachsen wieder zu einer, zwar nicht hellen, doch vollkommen dichten und kompakten Masse, welche die beliebige Form der auf einander wirkenden Flächen hat. Aus einem unregelmässigen eckigen Eisstücke bildet man so z. B. eine wenige Millimeter dicke, dichte Eis-tafel.

Bei etwas rascher und starker Wirkung der Presse entweicht aus der Masse eine erhebliche Menge Wasser, die zu gross ist, um durch von Aussen kommende fremde Wärme entstanden zu sein. Da nämlich der umgeformte Theil der Eismasse den nämlichen innern Zustand hat, als das frühere Eis, so muss die Arbeit der Presse, abgesehen von dem kleinen auf die Ortsversetzung des Eises verwendeten Theile derselben, sich in Wärme umgewandelt und Schmelzung bewirkt haben. Die Durchdringung mit Feuchtigkeit ermöglicht zugleich das Wiederverwachsen.

2. Umwandlung des flüssigen in den luftförmigen Zustand.

445. Vorbemerkung. — Nach der Schmelzung können die Körper eine zweite Umwandlung, nämlich vom flüssigen in den luftförmigen Zustand, erleiden. Die Theilchen, welche in der Flüssigkeit, wiewohl drehbar und verschiebbar, doch durch die Cohäsionskräfte zusammen gehalten wurden, werden durch Vermehrung der abstossenden Wirkung

der Wärme so unabhängig, dass Expansivkraft hervortritt. Die mechanische Wärmetheorie (417) deutet diese Veränderung dahin, dass die Theilchen ihre Gleichgewichtsstellungen verlassen und mit den Geschwindigkeiten, womit diess geschieht, in fortschreitende Bewegung gerathen. Dennoch aber besteht noch eine Abhängigkeit der luftförmigen Theile von der Flüssigkeit und ein Einfluss derselben auf einander, woraus sich erklärt, dass die den permanenten Gasen zugehörenden Gesetze von Mariotte und Gay-Lussac hier ihre strenge Anwendung nicht mehr finden, daher nur das Verhalten eines ideellen Gases darstellen (419), das von jeder Umwandlung weit entfernt ist. Wo jene Abhängigkeit in höherem Grade vorhanden ist und die Umwandlung in den Bereich unserer gewöhnlichen Hilfsmittel fällt, heissen wir die Gasarten vorzugsweise Dämpfe (22). Wir werden zuerst die Abweichungen im Verhalten der Dämpfe von den wahren Gasen erläutern, nachher alle Umstände durchgehen, welche die Entwicklung und Wiederverdichtung der Dämpfe bedingen, endlich die Rolle, welche hierbei die Verdampfungswärme spielt, ins Auge fassen.

Cap. 3. Der Druck der Sättigung.

446. Der Sättigungspunkt im Vacuo. — Man stelle zwei gut ausgekochte Barometerröhren, von hinlänglicher Weite (153), neben einander in den gleichen Behälter. Die eine bleibe unverändert, in die andere bringe man von unten eine nicht zu geringe Menge einer flüchtigen Flüssigkeit, z. B. Aether oder Weingeist. Wie dieselbe in den leeren Raum gelangt, verschwindet ein Theil derselben zu Dampf und depri-mirt das Quecksilber um eine Grösse, welche die Expansivkraft des gebildeten Dampfes misst. Bleibt die Temperatur unverändert, so erreicht das Sinken des Quecksilbers bald eine bestimmte Grenze, ungeachtet noch Flüssigkeit vorrätbig ist. Der Dampf gelangt also auf ein Maximum des Druckes und der Dichte, bei welchen seine Menge nicht mehr zunimmt, die Dampfentwicklung von der erreichten Expansivkraft auf irgend eine Weise aufgehoben wird. Nach der ältern Ansicht, dass die Gase aus Theilchen bestehen, die unter der vorherrschenden Wärmeabstossung im Gleichgewichte sind, bezeichnet die Sättigung denjenigen Zustand, wo die oberflächliche Wärmeabstossung der Flüssigkeit, die Verdampfungskraft, von der entgegenwirkenden Expansivkraft aufgehoben wird, so dass die eine auch als Maass der andern gelten muss. Nach der mechanischen Wärmetheorie, welche die Gastheile als fortschreitend bewegt ansieht (421), tritt jene Grenze ein, wenn die mit Bewegung heraustretenden Theilchen, theils durch den Stoss äusserer zurückgetrieben, theils durch eine entsprechende Wiederverdichtung anderer Theile wieder ersetzt werden. Das Resultat ist das nämliche, und wir können als einfacher jene Ausdrücke von Verdampfungs- und Expansivkraft beibehalten, ohne dem innern Vorgange vorzugreifen.

Wie dem auch sei, Dichte und Druck der Sättigung bei constanter Temperatur sind Grenzen, welche nicht überschritten werden,

und diese Grenzen bilden den Hauptunterschied der Dämpfe von den permanenten Gasen, welche man im Umfang der Versuche auf alle möglichen Stufen von Dichte und Druck bringen kann.

Es folgt daraus weiter, dass wenn man einen Raum über vorrätiger Flüssigkeit langsam vergrössert oder verkleinert, Druck und Dichte sich constant auf dem Maximum erhalten werden; — im ersten Fall durch Bildung neuen Dampfes, im zweiten durch Condensation eines Theiles des vorhandenen, sei es an der Oberfläche der Flüssigkeit, sei es an den stets feuchten Wänden (278) des Behälters. Nicht der Zustand, nur die Menge des Dampfes ändert sich und das Gewicht P des gebildeten Dampfes wird dem Volumen V und dem für jede Temperatur bestimmten specifischen Gewichte S proportional sein

$$P = S \cdot V.$$

Zu rasche Ausdehnung verursacht nur eine vorübergehende Abnahme des Druckes.

447. Einfluss der Temperatur. — Erwärmt man mit der Hand oder mit Hülfe eines Löthrohres den Aether der Barometerröhre, so sinkt das Quecksilber bedeutend, unter Verdampfen eines neuen Antheiles der Flüssigkeit. Der Druck der Sättigung wächst aus zwei Gründen, erstens weil die Erwärmung, analog wie bei einem permanenten Gase (158) die Expansivkraft des vorhandenen Dampfes etwas erhöht, besonders aber weil der wärmere Raum neuen, also dichtern Dampf aufnimmt. Umgekehrt bewirkt Abkühlung eine viel bedeutendere Verminderung des Druckes als bei einem eigentlichen Gase, welche Verminderung grösstentheils auf Rechnung einer Condensation von Dampf und der davon herrührenden Verdünnung fällt.

Die Abhängigkeit der Verdampfungskraft, d. h. der zur Ausgleichung der Dampfentwicklung erforderlichen Expansivkraft, von der Temperatur kennt man nicht, da man das Spiel der Cohäsionskräfte bei der Verdampfung nicht durchschaut. Wegen der grossen Wichtigkeit jener Abhängigkeit für alle Anwendungen des Wasserdampfes sind aber mit letzterem eine grosse Zahl von Messungen ausgeführt worden, die für jede vorkommende Temperatur den Sättigungsdruck liefern. Solche Untersuchungen wurden zuerst von Dalton, Ure und Gay-Lussac, später von August, Kämtz und Harzberger, dann für höhere Temperaturen von Dulong und Arago, endlich mit erschöpfender Genauigkeit von Magnus und Régnault durchgeführt.

448. Versuche bei niedern und mittlern Temperaturen. —

1) Gay-Lussac wandte für niedere Temperaturen eine am obern Ende herabgekrümmte Barometerröhre A (Fig. 277) an. Dieses die zu prüfende Flüssigkeit enthaltende Ende a taucht, neben einem Thermometer b , in eine Kältemischung B. Daneben steht ein gewöhnliches Barometer C. Der Druck des Dampfes in einem Raume, dessen verschiedene Theile, wie hier, verschiedenen Temperaturen ausgesetzt ist, entspricht nothwendig dem Sättigungsdrucke der tiefsten Temperatur, also derjenigen der Kältemischung B.

2) Dalton stellte zwei Barometerröhren A, B (Fig. 278) mit gleichem Gefäss C in das Innere eines hohen mit Wasser gefüllten Glascylinders D. Die eine A enthielt über dem Quecksilber Flüssigkeit, so dass für jeden am Thermometer b abgelesenen Wärmegrad t die Differenz unter Berücksichtigung der Temperatur der Flüssigkeit und des Quecksilbers die gesuchte Grösse gibt.

Sind H und H' die beiden bei t beobachteten Quecksilberstände von A und B. Die Differenz $H' - H$ stellt einen Druck $S_0 (H' - H) : (1 + \beta t)$ dar, wenn $S_0 : (1 + \beta t)$ das specifische Gewicht des Quecksilbers bei t^0 ist. Bildet die unverdampfte Flüssigkeit bei α eine Säule h vom specifischen Gewichte s , so hat man den Druck der Sättigung

$$E = S_0 \frac{H' - H}{1 + \beta t} - s \cdot h \text{ oder } E = \frac{H' - H}{1 + \beta t} - \frac{s \cdot h}{S_0}$$

wenn man den Druck als Quecksilbersäule ausdrückt.

3) Wegen der Unmöglichkeit, hohe Flüssigkeitssäulen auf gleicher Temperatur zu erhalten, umschloss Régnault (Fig. 279) nur den obern Theil der beiden Röhren A, B, so weit die Depression es verlangte, mit der Flüssigkeit eines Behälters C, der vorn mit Spiegelglas verschlossen war. Die dem Dampfe bestimmte Röhre A steht oben in Verbindung mit dem kleinen Glasballon D, in welchem sich ein kleines ganz mit der zu prüfenden Flüssigkeit gefülltes Glaskügelchen a befindet. Erst nachdem das Ballon mit Hülfe der Seitenverbindung b durch warme Luft ausgetrocknet, luftleer gemacht und die Röhre b zugeschmolzen worden ist, wird durch Annäherung einiger glühender Kohlen das Kügelchen zersprengt und der Dampf gebildet. Man füllt dann den Behälter mit der kalten Flüssigkeit, deren Temperatur am Thermometer c abgelesen wird. Es wurde sorgfältig auf Austrocknung des Raumes, Entfernung aller Luft, auf die Capillarität der Röhren, den Einfluss der Glasscheibe auf die cathetometrische Ablesung, die Reinheit der Flüssigkeit von absorbirter Luft u. s. f. geachtet.

449. Versuche bei hohen Temperaturen. — 1) Der Apparat von Dulong und Arago, auf die Temperaturen berechnet, wie sie namentlich bei Dampfkesseln vorkommen, bestand aus drei Theilen: 1) aus einem Dampfkessel A (Fig. 280), dessen Dampftemperatur durch ein Thermometer a gemessen wird, das zum Schutze vor dem Drucke in eine Quecksilber haltende Eisenröhre eingesenkt ist; 2) aus einer durch Wasser kalt erhaltenen und Wasser enthaltenden Röhre B, welche den Druck nach dem Quecksilberbehälter C fortpflanzt, dessen Stand an der oben in Wasser, unten in Quecksilber mündenden Röhre b beobachtet wird; 3) aus dem Luftmanometer D (156), das durch herabströmendes Wasser stets auf constanter Temperatur erhalten wird. Der Druck des Dampfes im Kessel wird dann gemessen, durch die Expansivkraft der Manometerluft, mehr dem Quecksilberunterschied $b c$, weniger der Wasserhöhe $b d$, alle drei auf den Druck einer Quecksilbersäule bei 0^0 zurückgeführt. Die Versuche wurden bis auf 24 Atmosphären ausgedehnt.

2) Régnault in den Versuchen, welche er als die genauesten betrachtet, benutzte den von Dulong vorgeschlagenen Grundsatz, die

Flüssigkeit unter verschiedenem künstlichen Druck zum Sieden zu bringen, da dann, wie später erläutert wird, dieser Druck genau den Sättigungsdruck für die Siedetemperatur darstellt. Die Flüssigkeit befand sich in einer Kupferretorte A (Fig. 281), in welche, eingekittet in den aufgeschraubten Deckel, Eisenröhren zur Aufnahme der Thermometer a hineinragten. Die Dämpfe gelangen beim Sieden in die Röhre B, die von aussen, von b aus, beständig durch kaltes Wasser abgekühlt, sie wieder condensirt und in die Retorte zurückfliessen lässt. Die Röhre B steht andererseits in Verbindung mit einem auf constanter Temperatur erhaltenen Ballon C, das einerseits durch die feine Röhre c mit dem offenen oder Luftmanometer D communizirt, andererseits in d mit einer Saug- und Druckpumpe, durch welche ein beliebig kleiner oder grosser Druck, die künstliche Atmosphäre, hervorgebracht wird.

450. Tafel für Wasserdampf. — Die Versuche von Régnault umfassen den weitesten Umfang der Temperaturen, nämlich von -32° bis $+230^{\circ}$. Für den Zwischenraum von -6° bis $+105^{\circ}$ stimmen sie vollständig mit den gleichzeitig und unabhängig unternommenen Messungen von Magnus überein. Für hohe Hitzgrade kommen sie denen von Dulong und Arago nahe, welche von 100° bis 224° reichen. Wir geben diese Tafel, ihrer Wichtigkeit wegen, vollständig von Grad zu Grad.

<i>t</i>	<i>E</i> mm.	<i>t</i>	<i>E</i> mm.	<i>t</i>	<i>E</i> mm.	<i>t</i>	<i>E</i> mm.	<i>t</i>	<i>E</i> mm.	<i>t</i>	<i>E</i> mm.
-32°	0.320	20°	3.941	280°	28.101	580°	135.505	880°	486.687	1180°	1399.020
31	0.352	1	4.263	29	29.782	59	142.015	89	505.759	119	1444.550
30	0.386	0	4.600	30	31.548	60	148.791	90	525.450	120	1491.280
29	0.424	$+1$	4.940	31	33.406	61	155.839	91	545.778	121	1539.250
28	0.464	2	5.302	32	35.359	62	163.170	92	566.757	122	1588.470
27	0.508	3	5.687	33	37.411	63	170.791	93	588.406	123	1638.960
26	0.555	4	6.097	34	39.565	64	178.714	94	610.740	124	1690.76
25	0.605	5	6.534	35	41.827	65	186.945	95	633.778	125	1743.88
24	0.660	6	6.998	36	44.201	66	195.496	96	657.535	126	1798.35
23	0.719	7	7.492	37	46.691	67	204.376	97	682.029	127	1854.20
22	0.783	8	8.017	38	49.302	68	213.596	98	707.280	128	1911.47
21	0.853	9	8.574	39	52.039	69	223.165	99	733.305	129	1970.15
20	0.927	10	9.165	40	54.906	70	233.093	100	760.000	130	2030.28
19	1.008	11	9.792	41	57.910	71	243.393	101	787.590	131	2091.94
18	1.095	12	10.457	42	61.055	72	254.073	102	816.010	132	2155.03
17	1.189	13	11.162	43	64.346	73	265.147	103	845.280	133	2219.69
16	1.290	14	11.908	44	67.790	74	276.624	104	875.410	134	2285.92
15	1.400	15	12.699	45	71.391	75	288.517	105	906.410	135	2353.73
14	1.518	16	13.536	46	75.158	76	300.838	106	938.310	136	2423.16
13	1.646	17	14.421	47	79.093	77	313.600	107	971.140	137	2494.23
12	1.783	18	15.357	48	83.204	78	326.811	108	1004.910	138	2567.00
11	1.933	19	16.346	49	87.499	79	340.488	109	1039.650	139	2641.44
10	2.093	20	17.391	50	91.982	80	354.643	110	1075.370	140	2717.63
9	2.267	21	18.495	51	96.661	81	369.287	111	1112.090	141	2795.57
8	2.455	22	19.659	52	101.543	82	384.435	112	1149.830	142	2875.30
7	2.658	23	20.888	53	106.636	83	400.101	113	1188.610	143	2956.86
6	2.876	24	22.184	54	111.945	84	416.298	114	1228.470	144	3040.26
5	3.113	25	23.550	55	117.478	85	433.041	115	1269.410	145	3125.55
4	3.368	26	24.988	56	123.244	86	450.344	116	1311.470	146	3212.74
3	3.644	27	25.505	57	129.251	87	468.221	117	1354.660	147	3301.87

t	E mm.	t	E mm.	t	E mm.	t	E mm.	t	E mm.	t	E mm.
148 ⁰	3392.98	162 ⁰	4893.36	176 ⁰	6877.22	190 ⁰	9442.70	204 ⁰	12694.30	218 ⁰	16740.90
149	3486.09	163	5017.91	177	7039.97	191	9650.93	205	12955.66	219	17063.29
150	3581.23	164	5144.97	178	7205.72	192	9862.71	206	13221.12	220	17390.36
151	3678.43	165	5274.54	179	7374.52	193	10078.04	207	13490.75	221	17722.13
152	3777.74	166	5406.69	180	7546.39	194	10297.01	208	13764.53	222	18058.64
153	3879.18	167	5541.43	181	7721.37	195	10519.63	209	14042.52	223	18399.94
154	3982.77	168	5678.82	182	7899.52	196	10745.95	210	14324.80	224	18746.07
155	4088.56	169	5818.90	183	8080.84	197	10975.00	211	14611.32	225	19097.04
156	4196.59	170	5961.66	184	8265.40	198	11209.82	212	14902.22	226	19452.92
157	4306.88	171	6107.19	185	8453.23	199	11447.46	213	15197.48	227	19813.76
158	4419.45	172	6255.48	186	8644.35	200	11688.96	214	15497.17	228	20179.61
159	4534.36	173	6406.60	187	8838.82	201	11934.37	215	15801.33	229	20550.48
160	4651.62	174	6560.55	188	9036.68	202	12183.69	216	16109.94	230	20926.40
161	4771.28	175	6717.43	189	9237.95	203	12437.00	217	16423.15		

Vergleicht man die folgenden Zahlen der Tafel

Temp.	Druck der Sättig.	Zunahme auf 1 ⁰
— 32 ⁰	0,320 Mm.	0,032 Mm.
0	4,600	0,340
100	760,000	27,590
200	1168,96	245,41
230	20926,40	375,92

so sieht man, wie ungemein der Einfluss der Temperatur auf die Zunahme des Druckes der Sättigung steigt.

451. Andere Flüssigkeiten. — Die folgenden Bestimmungen des Sättigungsdruckes einiger anderer Flüssigkeiten sind gleichfalls von Régnault nach dem zuletzt erläuterten Verfahren erhalten worden.

Temp.	Druck der Sättigung E in Millimeter.				
t	Alcohol.	Aether.	Schwefelkohlenst.	Chloroform.	Terpentin.
— 20 ⁰	3.34	69.2	—	—	—
16	—	—	58.8	—	—
10	6.50	113.2	79.0	—	—
0	12.73	182.3	127.3	—	2.1
+ 10	24.08	286.5	199.3	130.4	2.3
20	44.0	434.8	298.2	190.2	4.3
30	78.4	637.0	434.6	276.1	7.0
40	134.1	913.6	617.5	364.0	11.2
50	220.3	1268.9	852.7	524.3	17.2
60	350.0	1730.3	1162.6	738.0	26.9
70	539.2	2309.5	1549.0	976.2	41.9
80	812.8	2947.2	2030.5	1367.8	61.2
90	1190.4	3899.0	2623.1	1811.5	91.0
100	1685.0	4920.4	3321.3	2354.6	134.9
110	2351.8	6249.0	4136.3	3020.4	197.3
120	3207.8	—	5121.6	3818.0	257.0
130	4331.2	—	6260.6	4721.0	347.0
140	5637.7	—	—	—	462.3
150	7257.8	—	—	—	604.5
160	—	—	—	—	777.2
170	—	—	—	—	989.0
180	—	—	—	—	1225.0
190	—	—	—	—	1514.7
200	—	—	—	—	1865.6
210	—	—	—	—	2251.2
220	—	—	—	—	2690.3

Mehrere dieser Flüssigkeiten, unter anderm Chloroform und Terpentin, längere Zeit den Versuchen unterworfen, zeigten Abweichungen, die auf chemische Veränderungen unbekannter Art hindeuteten.

452. Dämpfe in der Luft. — Gemäss dem Diffusionsgesetze (274) bilden sich in einem von Luft erfüllten Raume eben so gut Dämpfe wie im Vacuo; der Druck der Luft kann die Verdampfung nicht aufheben oder ausgleichen, wie es zuletzt der Druck der eigenen Dämpfe thut, und es wird daher eine Vermehrung des Luftdruckes hervorgebracht, welche dem Maximumdruck im Vacuo für die vorhandene Temperatur gleich kommt.

Um diese Gleichheit durch den Versuch zu prüfen, benutzte Régnault ein mit einem offenen Manometer in Verbindung stehendes Glasballon, in welchem sich (wie in Fig. 279) ein geschlossenes Glas-kügelchen voll Flüssigkeit befand. Von Schnee umgeben, wurde das Ballon durch wiederholtes Ein- und Auspumpen von trockener Luft getrocknet und dann mit Gas gefüllt. Nachdem die Oeffnung b zugeschmolzen worden, kam das Ballon in ein Wasserbad und wurde einer Reihe von Erwärmungen unterworfen, wobei, unter Hinderung der Ausdehnung durch Zugiessen von Quecksilber, die zunehmende Expansivkraft am Manometer gemessen wurde. Man wiederholte dann diese Messungen, nachdem man vorher durch Annäherung glühender Kohlen das Kügelchen zum Platzen und den Raum bei hinlänglicher Flüssigkeitsmenge zur Sättigung gebracht hatte.

Diese und andere Untersuchungen gaben in Gasen ein Maximum des Dampfdruckes, das stets etwas kleiner als im Vacuo war. Die Abweichung stieg beim Wasser nicht auf 1 Millim.; bei Aether hingegen bis auf 20. Sie war überhaupt um so grösser, je flüchtiger die Dämpfe und je höher die Temperaturen waren, hing zudem von dem Zustande der Luft und des Behälters ab. Nach Régnault hängt diese Abweichung nicht von einem Einflusse der Gas- auf die Dampftheile ab, sondern von der steten Dampfverdichtung durch Adhäsion (278) an den Wänden des Ballons. Im Vacuo ist die Dampfbildung so rasch, dass der sich verdichtende Dampf sogleich ersetzt wird; bei Gegenwart der die Verbreitung der Dämpfe störenden Luft tritt die Gleichheit der Dampfbildung und Verdichtung bei einem etwas niedrigeren Dampfdrucke ein.

453. Empirische Gesetze. — Den Dampfdruck verschiedener Flüssigkeiten hat Dalton durch ein einfaches Gesetz zu verknüpfen gesucht. Geht man von Temperaturen gleichen Druckes aus, und zählt gleich viel Grade zu oder ab, so soll man wieder auf Temperaturen gleichen Druckes gelangen. Dieses Gesetz bewährt sich nicht. Wasser, Chloroform und Terpentin haben bei 58°, 10° und 100° nahe den gleichen Druck 135, 130 und 135 Millimeter, dagegen 90° höher bei 148, 100 und 190 den ganz abweichenden 3393, 2354, 1515 Millim.

Besser entspricht ein anderes Gesetz von Grosshans den Beobach-

tungen. Zählt man alle Temperaturen von absolutem Nullpunkte (419) oder von $273^{\circ},4$, so sind für verschiedene Flüssigkeiten die gleichem Drucke entsprechenden absoluten Temperaturen einander proportional. Seien T, T' zwei solche absolute Temperaturen gleichen Druckes der Sättigung, so wäre der Druck wieder gleich bei $T + t, T' + t'$, wenn

$$\frac{T}{T'} = \frac{T + t}{T' + t'} \text{ oder } \frac{t}{t'} = \frac{T}{T'}$$

wenn man also eine Zahl Grade zu- oder abzählt, welche der absoluten Temperatur proportional ist.

Es sind endlich zahllose Formeln vorgeschlagen worden, um die Abhängigkeit des Druckes der Sättigung von der Temperatur, besonders beim Wasserdampf, einfach und scharf auszudrücken. Es kann diess natürlich auf verschiedene Weise geschehen, sobald man eine hinlängliche Zahl von Coefficienten einführt, deren Werth man aus einzelnen zweckmässig gewählten Beobachtungen oder aus Mittelzahlen mit Zuziehung aller Beobachtungen bestimmt. Die früher genannten Beobachter haben sich an folgende Ausdrücke gehalten:

1) Dulong und Arago für Temperaturen über 100° setzen.

$$E = (a + b t)^5$$

wo t gewöhnliche Thermometergrade sind, a und b die Werthe haben

$$a = 0,2847, b = 0,007153$$

endlich E in Atmosphären (zu 1,033 Kil. auf 1 Quadratcentim.) gefunden wird.

2) Régnault wendet für Temperaturen unter 0 einen Ausdruck an

$$E = a + b \alpha^x$$

wo $x = t + 32$, ferner

$$a = -0,08038, \lg b = 0,6024724 - 1, \lg \alpha = 0,0333980$$

Von $0 - 100^{\circ}$ dient ihm der Ausdruck

$$\lg E = a + b \alpha^t - c \beta^t$$

Mit einer Verbesserung von Moritz hätte man

$$\alpha = 4,739370, \lg b = 0,13199711 - 2, \lg \alpha = 0,006864937$$

$$\lg c = 0,611740767 \quad \lg \beta = 0,996725537 - 1$$

Endlich über 100°

$$\lg E = a - b \alpha^x - c \beta^x$$

wo $x = t + 20$ und

$$a = 6,2640348, \lg b = 0,1397743, \lg \alpha = 0,994049292 - 1$$

$$\lg c = 0,6924351 \quad \lg \beta = 0,998343862 - 1$$

3) Magnus wählt nach theoretischen Gründen einen Ausdruck

$$E = E_0 \cdot 10^{\frac{a t}{b + t}} \text{ oder } \lg \frac{E}{E_0} = \frac{a t}{b + t}$$

mit den Constanten

$$E_0 = 4,525, a = 7,4475, b = 234,69$$

E_0 wäre der Dampfdruck bei 0° , $b + t$ nicht ganz die absolute Temperatur.

Die letzten Ausdrücke 2) und 3) geben E in Millimeter Quecksilber.

Cap. 4. Volumen und Dichte der Dämpfe.

454. Allgemeine Bemerkung. — Zieht man eine Curve, deren Abscissen die Temperaturen, die Ordinaten die zugehörigen Drucke der Sättigung darstellen, — welche Curve, nach unten convex, immer rascher ansteigt, — so kann der Dampf in allen Zuständen des Volumens und der Dichte bestehen, welche zu Werthen jener Grössen unterhalb der Curve gehören. Für Werthe oberhalb dagegen wird er verdichtet (446). Der Dampf in Zuständen unterhalb der Curve der Sättigung heisst ungesättigt, trocken, oder auch überhitzt.

Würden die Gesetze von Mariotte und Gay-Lussac auf Dämpfe wie auf Gase ihre Anwendung finden, so hätte man zur Bestimmung des Volumens V und des specifischen Gewichtes S bei p und T aus denen V_0 , S_0 bei p_0 und 0 (419)

$$V = \gamma \cdot T \cdot \frac{p_0}{p} V_0 \text{ und } S = \frac{p}{\gamma T p_0} S_0 \quad (1)$$

wo $\gamma = 0,003665$ den Ausdehnungscoefficienten der Gase bezeichnet. Das Verhältniss des specifischen Gewichtes des Dampfes zu dem der Luft, bei gleichem Druck und gleicher Temperatur genommen, wäre ein constantes und demjenigen im Normalzustande, der Dichte (161), gleich

$$D = \frac{S}{s} = \frac{S_0}{s_0} \quad (2)$$

Diese einfachen Beziehungen gelten nicht mehr genau für Dämpfe; γ ist eine veränderliche Grösse, die nur, entfernter von der Curve der Sättigung, dem Werthe für Gase nahe rückt, näher derselben wächst und mehr und mehr variirt. Das Verhältniss des specifischen Gewichtes von Dampf und Luft wird dadurch gleichfalls veränderlich. Leider fehlt es an umfassenden Reihen von Beobachtungen, selbst für Wasserdampf, über die Veränderungen jener Grössen und man muss sich meist mit einzelnen Bestimmungen unter bestimmten Umständen begnügen.

Zur Berechnung des Volumens der Gewichtseinheit aus der Dichte D hat man sodann

$$V = \frac{1}{S} = \frac{1}{D \cdot s} \text{ und (159) } s = s_0 \frac{b}{760} \cdot \frac{1}{1 + \gamma t}$$

also

$$V = \frac{1}{D s_0} \cdot \frac{760}{b} \cdot (1 + \gamma t) \quad (3)$$

wo s_0 für Meter und Kilogr. = 1,29277 Kil. (160) ist.

455. Bestimmung des specifischen Gewichtes — Bei Bestimmung des specifischen Gewichtes der Dämpfe werden vorzüglich zwei Verfahren in Anwendung gebracht, indem in dem Ausdrucke (159)

$$S = \frac{P}{V}$$

entweder das Volumen V eines bekannten Gewichtes P oder das Gewicht P eines gegebenen Volumens V bestimmt wird.

1) Gay-Lussac wendet einen oben geschlossenen, nach Volumeneinheiten graduirten Cylinder A (Fig. 282) an, der ganz mit Quecksilber gefüllt im Eisenkessel B steht und von dem weitem Wassercylinder C, mit Thermometer a und Rührer, umschlossen ist. Ein kleines Glaskügelchen b mit bekanntem Flüssigkeitsgewicht P wird in A gebracht. Nun erwärmt man das Ganze bis das Wasser des weitem Cylinders siedet; das Kügelchen platzend, liefert den Dampf, dessen Volumen V am Cylinder A gemessen wird, und dessen Gewicht, wenn ungesättigt, P ist. Den Druck kennt man aus dem Barometerstande b , vermindert um die cathetometrisch gemessene Höhe $cd = h$.

Die Unsicherheiten des Verfahrens rühren her: 1) von der Unsicherheit der cathetometrischen Ablesung von h durch zwei Glasdicken hindurch, 2) von der Ungleichheit der Temperaturen des Dampfes, der Flüssigkeit und des Quecksilbers, wenn dieselben etwas hoch sind, 3) von dem Entstehen von Quecksilberdämpfen, die allerdings unter 100^0 0,5 Millim. Druck nicht erreichen, aber bei höherer Hitze, da man in C Oel statt Wasser anwendet, stärker wirken.

2) Dumas benutzt ein Glasballon A (Fig. 283), das in eine offene Spitze a ausgeht. Es wird dasselbe vorerst mittelst einer Pumpe und Austrocknungsröhre vollkommen getrocknet und mit trockener Luft gefüllt. Die Wägung gebe das Gewicht p' , welches aus dem der Hülle und dem des Luftinhaltes ϖ besteht. Letzteres aber ist, wenn $V_0(1 + \alpha t')$, ($\alpha =$ der Cubikausdehnung des Gefäßes (372)) das Volumen bei der Temperatur t' des Versuches darstellt (159),

$$\varpi = 0,0012932 \frac{1 + \alpha t'}{1 + \gamma t'} \cdot \frac{b'}{760} \cdot V_0$$

so dass $p' - \varpi$ das Gewicht der Glashülle ist. Man bringt zweitens eine hinlängliche Menge Flüssigkeit in das Ballon, taucht dasselbe in den Eisenkessel B, der Wasser, für höhere Temperaturen Oel, Quecksilber oder eine Metallmischung (432) enthält, und erwärmt langsam bis zum Sieden. Dadurch wird die Luft ausgetrieben und wenn alle Flüssigkeit zu Dampf geworden, schmilzt man die Spitze a zu und notirt den Barometerstand b und die am Thermometer b beobachtete Temperatur des Bades t . Nach Erkalten und sorgfältigem Abtrocknen erhält man durch Wägung das Gewicht p , so dass $p - p' + \varpi$ das bei b und t im Volumen $V_0(1 + \alpha t)$ enthaltene Dampfgewicht ist. Also

$$S = \frac{p - p' + \varpi}{V_0(1 + \alpha t)}$$

Unter gleichen Umständen gäbe Luft (159)

$$s = s_0 \frac{b}{760} \cdot \frac{1}{1 + \gamma t}$$

so dass

$$D = \frac{S}{s} = \frac{(p - p' + \varpi)(1 + \gamma t)}{s_0(1 + \alpha t)V_0} \cdot \frac{760}{b}$$

V_0 und α werden endlich aus Quecksilberwägungen (373) bestimmt.

456. Theoretische Bestimmung von Gay-Lussac. — Gay-Lussac entdeckte ein höchst wichtiges chemisches Gesetz, welches die Dichte einer gasförmigen Verbindung aus den Dichten ihrer gasförmigen Bestandtheile bestimmen lässt. Gase nämlich, unter gleichen Umständen der Temperatur und des Druckes gemessen, verbinden sich stets nach einfachen Verhältnissen des Volumens und geben ein Volumen der Verbindung unter eben diesen Umständen, das wieder einem ganz einfachen Verhältnisse folgt.

Bezeichnen also v , d Volumen und Dichte des ersten Bestandtheiles, v' , d' des zweiten, v'' , d'' des dritten und entstehen V Volumina mit der Dichte D , so hat man wie begreiflich

$$D = \frac{v \cdot d + v' \cdot d' + v'' \cdot d''}{V}$$

wobei v , v' , v'' , V einfache Verhältnisse beobachten.

Für Wasser z. B. hat man Wasserstoff $v = 2$, $d = 0,06927$ (161); Sauerstoff $v' = 1$, $d' = 1,10563$ endlich $V = 2$, daraus

$$D = 0,62208 \text{ nahe } \frac{5}{8}$$

Gay-Lussac fand aus direkten Versuchen auffallend übereinstimmend 0,6235, was wohl daher rührt, dass die Bestimmungen bei Temperaturen geschahen, für welche der vorhandene Druck von dem der Sättigung bedeutend entfernt lag (455).

Betrachtet man den Alcohol als zusammengesetzt aus: Wasserstoff $v = 12$, $d = 0,0693$; Sauerstoff $v' = 2$, $d' = 0,1056$; Kohle (hypothetisch nach andern Thatsachen) $v'' = 4$, $d'' = 0,8290$ condensirt auf $V = 4$, so findet man $D = 1,5897$; der Versuch ergab 1,602.

Auf diesem Wege wurde die Dichte einer grossen Zahl von Gasen und Dämpfen bestimmt, wobei die Uebereinstimmung mit den Versuchen, bei erstern auf die dritte, bei diesen etwa auf die zweite Ziffer steigt.

457. Dichte des gesättigten Wasserdampfes. — Für Temperaturen von 0 bis 25° hat Régnault zahlreiche Messungen über das specifische Gewicht des gesättigten Dampfes angestellt. Das Volumen V kannte man aus der Abflussmenge eines Aspirators, wobei dasselbe als gesättigte Luft bei der Temperatur des Aspiratorwassers in Rechnung gebracht ward. Das Wassergewicht P zur Sättigung der nämlichen trocken gedachten Luftmenge wurde aus der Gewichtszunahme von Trockenröhren (angefüllt mit Chlorcalcium oder mit Bimsteinstücken und Schwefelsäure) bestimmt, welche die Luft aus einem mit Wasser gesättigten Behälter schöpften. Bis auf jene Temperatur erwies sich das Verhältniss $D = 0,6221$ zwischen Dampf und Luft, selbst bei der Sättigung, bis auf 0,01 des ganzen Werthes als constant.

Bei höheren Temperaturen beginnen Abweichungen; da der Dampf an Dichte mehr wächst als ein Gas bei gleicher Druckvermehrung, so wächst D , wie zuerst Schmeddink aus Versuchen nachwies. Solche Versuche werden besonders dadurch unsicher, dass man bei der starken Verdichtung an den Wänden der Gefässe stets über das wahre Dampfgewicht im Zweifel bleibt.

Clausius hält sich einstweilen an einen theoretisch wahrscheinlich gewordenen Ausdruck

$$D = D_0 \frac{a - b}{a - b^{\alpha t}} = \frac{0,62208}{1,03438 - 0,03438 \cdot 1,00716^t} \quad (1)$$

wenn die Constanten die Werthe erhalten

$$D_0 = 0,62208, a = 31,549, b = 1,0486, \alpha = 0,007138, c = 2,7182818.$$

Dieser Ausdruck gibt

t	0	50	100	150	200
D	0,622	0,631	0,645	0,666	0,698

Durch Einführung von D in den Ausdruck (3) (454) ergibt sich das Volumen V von 1 Kil. gesättigten Dampfes, mit dem Drucke E , in Cubikmeter

$$V = \frac{1,03438 - 0,03434 \cdot 1,00716^t}{1,29277 \cdot 0,62208} \cdot \frac{760}{E} \cdot (1 + 0,003665 t)$$

oder nach Zusammensetzung der Zahlcoefficienten

$$V = (977,521 - 32,4901 \cdot 1,00717^t) \cdot \frac{1 + 0,003665 t}{E} \quad (2)$$

Der Druck E ist in Millimeter anzugeben.

458. Die Tafel von Biot. — Ihrer Wichtigkeit wegen und in Ermanglung einer andern nach den vorigen Ausdrücken berechneten Tafel geben wir die folgende der französischen Physiker, obgleich sie, nach den Gasgesetzen und ältern Versuchen berechnet, nicht mehr für genau gelten kann. Sie enthält 1) die absolute Dichtigkeit mit Wasser verglichen oder das Gewicht in Kilogramm von 1 Cubikdecim. gesättigten Dampfes; 2) das Volumen des Dampfes, verglichen mit dem des Wassers oder die Anzahl Cubikdecimeter Dampf, die 1 Kil. Wasser bei jeder Temperatur bildet.

Temp.	1 Cub.decim.	1 Kil.	Temp.	1 Cub.decim.	1 Kil.	Temp.	1 Cub.decim.	1 Kil.
t	Kil.	Cub.decim.	t	Kil.	Cub.decim.	t	Kil.	Cub.decim.
— 20	0,00000154	650588	17	0,00001451	68923	38	0,00004442	23513
15	212	470898	18	1534	65201	39	4666	21429
10	292	342984	19	1622	61654	40	4916	20343
5	498	251358	20	1718	58224	41	5156	19396
0	540	182323	21	1811	55206	42	5418	18469
+ 1	573	174495	22	1914	52260	43	5691	17572
2	609	164332	23	2021	49487	44	6023	16805
3	646	154842	24	2133	46877	45	6274	15938
4	686	145886	25	2252	44411	46	6585	15185
5	727	137488	26	2376	42084	47	6910	14472
6	772	129587	27	2507	39595	48	7242	13809
7	818	122241	28	2643	37838	49	7602	13154
8	867	115305	29	2794	35796	50	7970	12546
9	919	108790	30	2938	34041	51	8354	11971
10	974	102670	31	3097	32291	52	8753	11424
11	0,00001032	99202	32	3263	30650	53	9174	10901
12	1092	91564	33	3435	29112	54	9606	10401
13	1157	86426	34	3619	27636	55	0,00010054	9946
14	1224	81686	35	3809	26253	56	10525	9501
15	1299	77008	36	4017	24897	57	11011	9082
16	1372	72913	37	4219	23704	58	11523	8680

Temp. t	1 Cub. decim. Kil.	1 Kil. Cub. decim.	Temp. t	1 Cub. decim. Kil.	1 Kil. Cub. decim.	Temp. t	1 Cub. decim. Kil.	1 Kil. Cub. decim.
59	0,08012044	8303	73	0,00021889	4569	87	0,00037590	2660
60	12599	7937	74	22794	4387	88	38984	2565
61	13179	7594	75	23789	4204	89	40417	2474
62	13760	7267	76	24702	4048	90	41891	2387
63	14374	6957	77	25699	3891	91	43405	2304
64	15010	6662	78	26739	3741	92	44956	2224
65	15668	6382	79	27789	3599	93	46556	2148
66	0,00016356	6114	80	28889	3462	94	48201	2075
67	17060	5860	81	30025	3331	95	49886	2005
68	17797	5619	82	31195	3206	96	51613	1938
69	18566	5386	83	32399	3087	97	53388	1873
70	19355	5167	84	33637	2973	98	55191	1812
71	20174	4957	85	34916	2864	99	57055	1751
72	21013	4759	86	36237	2760	100	58955	1696

Auf die Versuche von Dulong und Arago (449) gründen sich folgende Bestimmungen, wieder mit Anwendung der Gasgesetze.

Temp. t	Druck. Atm.	1 Cub. decim. Kil.	1 Kil. Cub. decim.	Temp. t	Druck. Atm.	1 Cub. decim. Kil.	1 Kil. Cub. decim.
100,0	1	0,0005895	1696	217,2	21	0,009387	106,53
121,1	2	0,0011147	897,09	219,6	22	9785	102,19
145,1	3	16150	619,19	221,9	23	0,010182	98,21
135,4	4	20997	476,26	224,2	24	10575	94,56
153,1	5	25763	388,16	226,3	25	10968	91,17
160,2	6	30402	328,93	236,2	30	12903	77,50
166,5	7	34911	286,12	244,8	35	14663	68,20
172,1	8	39434	253,59	252,5	40	16644	60,08
177,1	9	43865	227,98	259,5	45	18497	54,06
181,6	10	48226	207,36	265,9	50	20306	49,31
186,0	11	52557	190,27	311,36	100	37417	26,72
190,0	12	56834	175,96	363,58	200	68635	14,570
193,7	13	6107	163,74	397,65	300	97671	10,238
197,2	14	6527	153,10	423,57	400	0,12534	7,978
200,5	15	6944	144,00	444,70	500	15202	6,578
203,6	16	7359	135,90	462,71	600	17791	5,621
206,6	17	7769	128,71	478,45	700	20318	4,921
209,4	18	8178	122,28	492,47	800	2297	4,387
212,1	19	8538	116,51	505,16	900	2522	3,965
214,7	20	8986	111,28	516,76	1000	276	3,622

Wie man sieht, wäre bei anfangender Glühhitze (394) das Volumen des gesättigten Dampfes wenig mehr als das Dreifache von demjenigen des Wassers und müsste in noch grösserer Hitze demselben gleich kommen.

459. Andere Flüssigkeiten. — Von andern Flüssigkeiten prüfte Régnault die folgenden zwei, indem bei constantem Drucke von 1 Atmosphäre die Temperatur vom Sättigungspunkte (hier der Siedepunkt) allmählig erhöht wurde. D bezeichnet immer das Verhältniss zu atmosphärischer Luft unter gleichen Umständen des Druckes und der Temperatur.

Alcohol.
Sättigung bei 78°,5.

t	D
88°	1,725
98	1,669

Essigsäure.
Sättigung bei 120°

t	D
125	3,180
130	3,105
190	2,378
200	2,248

Alcohol.		Essigsäure.			
Sättigung bei 78 ⁹ ,5.		Sättigung bei 120 ⁰			
<i>t</i>	<i>D</i>	<i>t</i>	<i>D</i>	<i>D</i>	<i>t</i>
110	1,610	140	2,907	220	2,132
125	1,603	150	2,727	240	2,090
150	1,604	160	2,604	270	2,088
175	1,607	170	2,480	310	2,085
200	1,602	180	2,438	320	2,083
				336	2,083

Beim Alcohol wird nach 40⁰ das Verhältniss *D* nahe constant, bei der Essigsäure erst nach 150⁰. Erst jenseits der entsprechenden Untersättigung lässt sich das Gay-Lussac'sche Gesetz genähert anwenden. Für die nämliche Flüssigkeit nähert man sich im Allgemeinen um so mehr dem Verhalten der Gase, als 1) die Temperatur tiefer ist, 2) bei gleicher Temperatur der Druck ein kleinerer, und 3) bei gleichem Drucke die Temperatur eine höhere.

460. Die Abweichungen der condensirbaren Gase. — Bei den eigentlichen Gasen verräth sich die Annäherung an den Druck der Sättigung, hier Druck der Liquefaction genannt, theils durch die früher erläuterte Zunahme des Ausdehnungscoefficienten (386), theils durch Abweichungen von dem Mariotte'schen Gesetze (155). Die Dichte wächst, das Volumen vermindert sich in stärkerem Verhältnisse als der Druck.

Man erkennt diess, wie Depretz zuerst angab, mit Hülfe kleiner Manometerröhren (Fig. 284), die, mit verschiedenen Gasen gefüllt, neben einander in ein Piezometer (246) gebracht werden. Unter gleichem Drucke presst sich schweflichte Säure mehr zusammen als Ammoniak, dieses mehr als Kohlensäure, diese mehr als atmosphärische Luft.

Pouillet setzte zwei lange Manometer A (Fig. 285), das eine A mit dem Gase gefüllt, das andere B mit atmosphärischer Luft, in Verbindung mit einem starken Gefässe C, das unten Quecksilber, darüber Oel enthielt. Der Druck wurde durch Eintreiben eines Stempels a mittelst Schraube hervorgebracht und pflanzte sich gleich auf beide Manometer fort. Das Verhältniss des beobachteten Volumens zu dem der atmosphärischen Luft war das folgende:

Druck in Atm.	Volum. ideell. Gas.	Kohlen säure.	Stick- oxydul.	Einfach Kohlenwass.	Doppelt Kohlenwass.
1	1	1	1	1	1
2	0,5	1	0,996	0,998	0,996
4	0,25	1	0,988	0,995	0,989
5	0,20	0,989	0,983	0,992	0,986
6,67	0,15	0,980	0,971	0,989	0,983
10	0,10	0,965	0,956	0,981	0,972
15,38	0,065	0,934	0,923	0,949	0,962
20	0,050	0,919	0,896	0,956	0,955
25	0,040	0,880	0,849	0,951	0,948
33,3	0,030	0,808	0,787	0,951	0,931
40	0,025	0,739	0,732	0,940	0,919
50	0,020	—	—	0,907	0,899

Es nimmt diess Verhältniss also durchgehends ab, für jedes Gas auf

verschiedene Weise; das condensirbarere presst sich mehr zusammen als das weniger condensirbare.

461. Abweichungen bei permanenten Gasen. — Natterer hat unter Anwendung sehr starken Druckes auch bei permanenten Gasen die Abweichungen untersucht. Das Gas trat bereits unter einem Drucke von 150 Atmosphäre in den eigentlichen Compressionsapparat, gebildet aus einem dicken Stahlcylinder mit enger Höhlung, in welchen ein Stempel mittelst Schraube vorwärts getrieben wurde. Ein anderer kleiner Stempel, auf den ein belastetes Hebelsystem wirkte, diente zur Messung des Druckes. Man konnte ferner mittelst eines feinen Schraubenhahnes eine kleine Menge Gas, die 10 Volumen der Recipientenhöhlung unter 1 Atmosphäre betrug, ausströmen lassen und den Druck neuerdings messen. Statt 10 Atmosphäre Druckverminderung, zeigte sich stets eine bedeutend grössere, als Beweis, dass das Gas in geringerem Verhältniss als der Druck seine Dichte verändert, also nach der entgegengesetzten Seite vom Mariotte'schen Gesetze abweicht, als die condensirbaren Gase.

Die folgenden Zahlen geben 1) in der obersten Linie die Grenzen an, bis zu welchen das Mariotte'sche Gesetz sich richtig erwies oder Verdichtung und Atmosphärenzahl übereinstimmen; 2) von 500 zu 500 Atmosphäre die beobachteten Verdichtungen.

	Atmosph.	Sauer-	Stick-	Wasser-	Kohlen-
	Luft.	stoffgas.	stoffgas.	stoffgas.	oxydgas.
Grenze.	96	177	85	78	127
Druck 500 Atm.	394	442	379	395	411
1000	527	595	521	623	544
1500	607	—	590	776	617
2000	669	—	641	899	669
2500	703	—	684	977	716
2790	726	—	705	1008	727
3600	800	—	710	1040	730

Sauerstoff konnte wegen Entzündung des Oeles und Leders dem hohen Drucke nicht unterworfen werden.

Bei allen diesen Gasen ist die Dichte kleiner und wächst immer weniger als der Druck, was an das Verhalten der festen und flüssigen Körper gegen Druck erinnert (248). Es verdient dieses merkwürdige Resultat um so mehr einer Bestätigung, als die Bestimmung der Reibung des Stempels, welche nothwendig mit dem Drucke sehr variirt, mit Schwierigkeiten verbunden ist und die Messungen des letztern bedeutend gefährdet.

Cap. 5. Entwicklung und Verdichtung der Dämpfe.

462. Grenze der Verdampfung. — Durch Erkältung nimmt die Verdampfung, wie das Sinken des Sättigungsdruckes es darthut (449), immer mehr ab. Gibt es eine Grenze, wo sie ganz aufhört und auch oberflächlich die Wärmeabstossung von der Cohäsionskraft aufgehoben wird? — Beim Wasser liegt sie jedenfalls sehr tief. Selbst an den kältesten Wintertagen nimmt durch Verdampfung das Gewicht eines Eis-

stückes ab. Die Curve, welche Régnault für den Druck der Sättigung von 0 bis -32° (449) construiert hat, stellt sich, obgleich auf Eis bezüglich, als regelmässige Fortsetzung derjenigen des Wassers über 0 dar. Ob diess ein allgemeines Verhalten ist, bleibt noch unentschieden.

Bei andern Flüssigkeiten von geringem Dampfdrucke scheint schon im flüssigen Zustande diese Grenze erreicht worden zu sein. Wochenlang liess Faraday im Winter bei -15° ein blankes Goldblättchen nahe über Quecksilber liegen, ohne dass es merkbar weiss wurde. Allerdings beträgt, nach der Regel von Grosshans (453) berechnet, der Druck des Quecksilberdampfes schon bei 130° nicht mehr als 0,32 Millim. und würde bei 0° noch weit kleiner sein. Nach Bellani erhielt sich Zink noch nach zwei Jahren über starker Schwefelsäure vollkommen blank.

Auf anderm Wege nähert man sich bei gleicher Temperatur einer solchen Grenze, wenn man der Flüssigkeit schwere oder gar nicht flüchtige Stoffe beimengt, welche durch physikalische oder chemische Anziehung die flüssigen Theilchen zurückhalten. Der Druck der Sättigung muss nothwendig sinken. So fand Gay-Lussac, dass schon durch Kochsalz der Druck der Sättigung, verglichen mit dem des reinen Wassers, sich folgendermaassen verändert:

Dichte.	Druck der Sättig.	Dichte.	Druck der Sättig.
1,000	1,000	1,163	0,823
1,096	0,906	1,205	0,753

Régnault erhielt für Schwefelsäure (Aequivalentgewicht $\text{SO}_3 = 501,16$) und Wasser ($\text{H}_2\text{O} = 112,50$) nach Aequivalentgewichten gemischt, folgende Zahlen:

Zusammensetzung.		Druck d. Sättig.	Zusammensetzung.		Druck d. Sättig.
Schwefelsäure.	Wasser.		Schwefelsäure.	Wasser.	
1	∞	1,00	1	6	0,33
1	14	0,84	1	5	0,21
1	12	0,70	1	4	0,13
1	10	0,63	1	3	0,06
1	8	0,49	1	1	0,00

Das einfache Schwefelsäurehydrat, dessen specifisches Gewicht $= 1,85$, duldet keinen Dampfdruck. Ebenso verhält es sich mit Chlorcalcium und einigen andern Salzen mit grosser Affinität zum Wasser. Solche Substanzen dienen zum Austrocknen der Gase, indem man sie entweder bleibend in den abgeschlossenen Gasraum bringt, oder das Gas hinlänglich lange darüber wegströmen lässt.

463. Dämpfe gemischter Flüssigkeiten. — Auch die Gegenwart einer andern physikalisch oder chemisch beigemischten Flüssigkeit verändert die Entwicklung und den Druck des entstehenden Dampfes. An dieser Frage, wie an mehreren andern auf dem Gebiete der Wärme, begegneten sich wieder die Untersuchungen von Magnus und Régnault und bewiesen, dass je nach der Flüchtigkeit, der Natur und dem Verhältniss der Flüssigkeiten, das Verhalten ein verschiedenes sei.

1) Substanzen, die sich nicht mischen (264) — ihre Zahl ist gering — zeigen sich auch mit Beziehung auf ihre Dämpfe indifferent.

Dem Dalton'schen Diffusionsgesetze gemäss (274) entsteht ein Druck nahe gleich der Summe des Sättigungsdruckes der einzelnen Flüssigkeiten. Diess war zwischen 8^0 und 82^0 der Fall für Wasser und Schwefelkohlenstoff, Wasser und Chlorkohlenstoff ($C_2 Cl_6$), Wasser und Benzin.

2) Gemenge flüchtiger Stoffe, die einander mehr oder weniger, doch nur in begrenzter Menge, lösen, z. B. Wasser und Aether, geben zwischen 15^0 und 33^0 einen Druck, der nahe gleich demjenigen des Aethers allein war. Beinahe reiner Aether bildet die oberflächliche Schicht und demgemäss waltet sein bedeutender Dampfdruck auch allein vor.

3) Flüssigkeiten, die sich in allen Verhältnissen mischen, wohin Schwefelkohlenstoff und Aether, Chlorkohlenstoff und Schwefelkohlenstoff, Benzin und Alcohol gehören, zeigten zwischen -16^0 und $+39^0$ stets einen Dampfdruck der Sättigung, der, weit entfernt, sich der Summe zu nähern, zwischen denjenigen der einzelnen Flüssigkeiten lag, um so näher an dem der flüchtigen Flüssigkeit, als diese in der Mischung mehr vorwaltete. Nur das letztgenannte Gemische gab einen grösseren Druck als die flüchtigere Flüssigkeit allein.

Magnus, indem er einfach die reinen Flüssigkeiten und das Gemisch in das barometrische Vacuum neben einander stehender Röhren brachte (448), hatte diess Verhalten der Gemische längst schon erkannt.

464. Oberflächliche Dampfbildung. — Die Entwicklung des Dampfes aus einer Flüssigkeit kann in doppelter Weise vor sich gehen: 1) oberflächlich, bei allen Temperaturen, was ohne Zuzug von fremder Wärme Verdunstung, mit einer solchen Verdampfung genannt wird; 2) bei einer bestimmten Temperatur auch aus dem Innern, das Kochen oder Sieden der Flüssigkeit.

Im geschlossenen Raume ist die oberflächliche Dampfbildung eine veränderliche Erscheinung; anfangs am lebhaftesten nimmt sie mit wachsendem Dampfdrucke ab, bis sie beim Drucke der Sättigung erlischt. Im Vacuo wird dieser Punkt schnell erreicht; im lufteerfüllten Raume um so langsamer, je grösser der Raum ist; in der freien Luft niemals und es stellt sich unter gleichbleibenden Verhältnissen bald ein gleichmässiger Gang der Verdampfung ein.

Den letztern Fall angenommen, hängt das Gewicht P des in gleicher Zeit verdampfenden Wassers von folgenden Umständen ab:

1) Von der Ausdehnung A der verdunstenden Oberfläche, ist damit proportional. Daher wählt man zu schneller Verdampfung weite und flache Gefässe, zur Hinderung derselben Flaschen mit engem Halse; zum schnellen Trocknen breitet man die nassen Tücher aus u. s. f.

2) Von der Temperatur der Flüssigkeit, die sich zugleich der nächst aufliegenden Luftschicht mittheilt. Hat die äussere Luft keinen Dampf der gleichen Flüssigkeit, so verdampft, wie schon Dalton zeigte, eine Flüssigkeitsmenge, welche der Verdampfungskraft oder dem entsprechenden Drucke der Sättigung (445) proportional ist. Es verdampfte z. B. in der gleichen Zeit die folgende Wassermenge:

Temp.	Druck d. Sättig. in Millim.	Verdampfung in Millim.
100	768	1,92
82,2	387	0,96
73,3	279	0,64
66,6	209	0,55
58,8	140	0,32

Zahlen, die genähert proportional sind.

3) Von dem Dampfdrucke, der bereits in der Luft vorhanden ist. Seien E der Druck der Sättigung, Maass der Verdampfungskraft, e der vorhandene Druck von gleichem Dampfe, so wird P proportional der noch wirkenden Kraft $E - e$ sein. Bei höhern Temperaturen verschwindet e gegen E ; bei der natürlichen Verdunstung kann die äussere Expansivkraft den Sättigungspunkt erreichen.

4) Von der Dichtigkeit und dem Drucke der äussern Luft, sowie in höherem Maasse noch von der Bewegung derselben, weil der schnellere oder langsamere Abfluss der entwickelten Dämpfe, daher auch der Dampfgehalt der anliegenden Luftschicht, davon abhängt. Namentlich befördert die Bewegung ungemein die Verdunstung, wie man am Schwingen eines nassen Körpers in der Luft, oder beim Aussetzen desselben in den Wind beobachten kann. Ein Tuch trocknet bei starkem Winde wohl zehn Mal schneller als in ruhiger Luft.

Zusammengefasst hätte man also

$$P = A (E - e) f(b, u)$$

wo f eine Funktion des Barometerdruckes b und der relativen Luftgeschwindigkeit u bezeichnet.

5) Auf die letzte Verdunstung eines nassen Körpers wirkt endlich die Adhäsion verzögernd ein. Diess steht nicht im Widerspruche mit der Thatsache, dass eine nasse Erd- oder Sandfläche mehr Wasser verdunstet, als eine gleiche freie Wasserfläche, weil die wahre Oberfläche der zahllosen Unebenheiten im ersten Falle viele Male grösser sein kann als im zweiten.

465. Der Siedepunkt. — Erwärmt man eine Flüssigkeit an offener Luft, so tritt ein Augenblick ein, wo die Dämpfe, nicht oberflächlich nur, sondern auch aus dem Innern der Flüssigkeit in Blasen emporsteigen. Da die Wärme durch die Gefässwände eintritt, sind letztere um ein Kleines wärmer als die Flüssigkeit, und an ihnen bilden sich die Dampfblasen. Offenbar können diese aber nicht eher bestehen, als bis diejenige Temperatur erreicht ist, für welche die Expansivkraft des gesättigten Dampfes dem äussern Drucke der Luft und der flüssigen Säule gleich kommt. Die Temperatur, für welche der Druck der Sättigung 760 Millimeter Quecksilber beträgt und sich dann gleich bleibt, heisst der Siedepunkt, so dass die Siedepunkte verschiedener Flüssigkeiten Temperaturen gleichen Druckes der Sättigung sind (453).

Von der zahllosen Menge der Siedepunktbestimmungen heben wir einige der genauesten hervor:

Siedepunkt.		Siedepunkt.	
Kohlensäure	— 820,0 Faraday.	Ameisensäure	+ 105,3 Kopp.
Doppeltkohlenwass.	— 18,0 »	Methyloxyd	110,0 Régnault.
Schweiflige Säure	— 10,0 Bussy.	Chlorw.st. hydr.	110,0 Bineau.
Chlorw.st.-Aether	+ 11,0 Thénard.	Essigsäure	117,3 Kopp.
Salznaphtha	16,0 »	Kaliumchlorid	120,0 Régnault.
Salpeteräther	21,0 Dumas.	Chlorzinn	120,0 Dumas.
Aldehyd	20,8 Kopp.	Kohlens.-Aether	125,0 Ettling.
Blausäure	26,5 Gay-Lussac.	Valeriansäure	132,0 Otto.
Schwefeläther	34,9 Kopp.	Arsenchlorür	132,0 Dumas.
Methylsulfid	41,0 Régnault.	Schwefelchlorür	138,0 »
Schwefelkohlenstoff	46,8 Marx.	Buttersäure	157,0 Kopp.
Brom	47,0 Mitscherlich.	Amilen	160,0 Cahours.
Aceton	56,3 Kopp.	Jod	175,0 Dumas.
Chlorcarbon	60,8 Liebig.	Oxaläther	184,0 »
Jodwasserst.-Aether	64,5 Gay-Lussac.	Schw.s. Methylox.	188,0 »
Holzgeist	65,5 Kopp.	Chlorbenzid	210,0 Mitscherl.
Salpetersäure	66,0 Dumas.	Naphtalin	212,0 Dumas.
Aethyloxyd	73,0 Régnault.	Retinöl	238,0 Walter.
Essigäther	74,3 Kopp.	Benzoësäure	245,0 Mitscherl.
Chlorschweifelsäure	77,0 Régnault.	Petrolen	280,0 Boussingault.
Alcohol	78,4 Kopp.	Schwefels. (gem.)	288,0 Davy.
Benzin	80,4 »	Phosphor	290,0 Mitscherl.
Naphta	85,5 Saussure.	Terpentin	293,0 Murray.
Chloral	94,0 Dumas.	Schwefel	316,0 Mitscherl.
Wasser	100,0 »	Leinöl	316,0 Murray.
Chloräther	100,0 Gay-Lussac.	Quecksilber	350,0 Dulong.
Kampher	104,0 Dumas.		

466. Einfluss des Druckes. — Mit dem Luftdrucke ändert sich der Siedepunkt und die früher gegebene Tabelle (450) über den Druck der Sättigung, gibt umgekehrt benutzt die zu einem gegebenen Drucke gehörende Siedetemperatur. Daraus ergibt sich die Nothwendigkeit einer Correktion bei Festsetzung des Siedepunktes an Thermometern (389), wenn der Luftdruck von 760 Mm. abweicht. Régnault hat aus zahlreichen Beobachtungen die folgende Tafel abgeleitet, welche für verschiedene Grade und Zehntel den Druck in Millimeter Quecksilber angibt.

	850	860	870	880	890	900	910	920
0,1	433,04	452,10	470,04	488,57	507,70	527,45	547,85	568,89
0,2	434,75	453,87	471,87	490,45	509,65	529,46	549,92	571,03
0,3	436,46	455,64	473,70	492,34	511,60	531,48	552,00	573,18
0,4	439,89	457,42	475,54	494,24	513,56	533,50	554,09	575,34
0,5	441,62	459,21	477,38	496,15	515,53	535,53	556,19	577,50
0,6	443,35	460,00	479,23	498,06	517,50	537,57	558,29	579,67
0,7	445,09	462,80	481,08	499,98	519,48	539,61	560,39	581,84
0,8	446,84	464,60	482,94	501,90	521,46	541,66	562,51	584,02
0,9	448,59	466,41	484,81	503,82	523,45	543,72	564,63	586,21
1,0	450,34	468,22	486,69	505,76	525,45	545,78	566,76	588,41
	930	940	950	960	970	980	990	1000
0,1	590,61	613,01	636,12	659,95	684,52	709,82	735,85	762,73
0,2	592,82	615,29	638,47	662,37	687,02	712,39	738,50	765,46
0,3	595,04	617,58	640,83	664,80	689,53	714,97	741,16	768,20
0,4	597,26	619,87	643,19	667,24	692,04	717,56	743,83	771,95
0,5	599,49	622,17	645,57	669,69	694,56	720,15	746,50	773,73
0,6	601,72	624,48	647,95	672,14	697,08	722,75	749,18	776,48
0,7	603,97	626,79	650,34	674,60	699,61	725,35	751,87	779,26
0,8	606,22	629,11	652,73	677,07	702,15	727,96	754,57	782,04
0,9	608,48	631,44	655,13	679,55	704,70	730,58	757,28	784,83
1,0	610,74	633,78	657,54	682,03	707,26	733,21	760,00	787,63

Auf Berge steigend, sieht man den Siedepunkt sinken, entsprechend dem Sinken des Barometers. So z. B. ergab die direkte Beobachtung

	Höhe. Met.	Siedep.		Höhe. Met.	Siedep.
Montblanc	4775	84 ⁰ ,0	Neuchâtel	438	98 ⁰ ,5
Pic v. Teneriffa	3710	88,0	Paris (Observat.)	65	99,7
St. Bernhard	2491	92,0	Berlin	40	99,8
St. Gotthard	2075	92,9			

Daher die Möglichkeit, das unbequeme Barometer bei Höhenbestimmungen auf Reisen durch die Beobachtung des Siedepunktes zu ersetzen. Das Hypsothermometer (Eig. 286) ist ein kleines Gefäss A, mit destillirtem Wasser, das durch eine Lampe a zum Sieden gebracht wird. Die Dämpfe strömen durch die Röhre b, in der sich etwas über dem Wasser das Thermometer c befindet. Da 1⁰ Aenderung des Siedepunktes gegen 27 Millimeter Druckänderung entsprechen, so bedarf man eines sehr genauen und empfindlichen Thermometers, das wenigstens 0⁰,02 bestimmen lässt, was 0,54 Millimeter Quecksilber oder $0,00054 \cdot 10517 = 5,679$ Met. Lufthöhe entspricht.

Noch bedeutender senkt sich der Siedepunkt im leeren Raume. Aether siedet unter der Luftpumpe ohne Erwärmung. Im Pulshammer (Fig. 287), den man durch Kochen von Weingeist und schnelles Zuschmelzen von Luft befreit hat, genügt die Handwärme, das Sieden zu bewirken. Ein Fläschchen, das man durch längeres Kochen von Wasser luftfrei gemacht und so verschlossen hat, siedet durch Aufgiessen von kaltem Wasser, indem der Druck der Dämpfe durch Abkühlung bedeutend herabsinkt, während die Flüssigkeit noch warm ist.

467. Die Temperatur der siedenden Flüssigkeit. — Während die Temperatur des vor Abkühlung geschützten Dampfes stets genau der Sättigung für den vorhandenen Druck entspricht, lehrt die Erfahrung, dass diejenige der Flüssigkeit selbst im Umfange weniger Grade schwanken kann. Am Anfange des Siedens vorerst hat die Flüssigkeit an dem etwas wärmern Boden des Gefässes eine etwas höhere Temperatur als die höher liegenden Schichten. Man sieht daher die ersten dort entstehenden Dampfbläschen beim Aufsteigen mit Geräusch (das Singen des Wassers) wieder verschwinden und erst später die Oberfläche erreichen.

Damit überdiess eine Blase im Innern der Flüssigkeit entstehe, hat die Wärme neben dem äussern Drucke noch die Cohäsion zu überwinden, an den Wänden noch die Adhäsion. Die Gleichartigkeit der inneren Flüssigkeit, die Ungleichartigkeit der Wandberührung, in Verbindung mit der etwas höhern Temperatur, erklären, dass, ähnlich wie die Ausscheidung absorbirter Gase (285), auch die Bildung der Dampfblasen an den Wänden erfolgt und daher von ähnlichen Umständen abhängig wird. Metallgefässe, welche die Wärme besonders leicht mittheilen, rufen das Sieden um 1 bis 1,5 Grad früher, als Glas- und Porzellengefässe hervor; rauhe Stellen wirken günstiger als glatte, und man sieht die Blasen meist nur von wenigen Punkten ausgehen, wo

das Glas zufällig ein Körnchen enthält. Nach Marcet endlich und Magnus gelingt es durch einen Ueberzug am Glase von Schwefelsäure und Kali den Anfang des Siedens um 3 und 5° zu erhöhen.

Wenn eine Flüssigkeit wegen starker Cohäsion und starker Adhäsion an glatter Glaswand mit Mühe siedet, entwickeln sich wenige, aber augenblicklich anwachsende Blasen, deren Gewalt die Gefässe gefährdet. Durch Einbringen von Metallspänen, bei zäher Schwefelsäure z. B. von Platinspänen, deren zahllose Ecken die Wärme besonders leicht abgeben, verwandelt sich das stossweise Sieden in ein leicht vor sich gehendes Schäumen.

468. Das Sieden der Salzlösungen. — Da Salze durch ihre Anziehung zu den flüssigen Theilchen die Dampfbildung und den Sättigungsdruck erniedrigen (461), so bedarf es zum Sieden einer um so höhern Temperatur, als der Salzgehalt und damit die zurückhaltende Kraft grösser ist. Die folgenden Zahlen sind den zahlreichen Untersuchungen von Legrand entnommen und geben 1) das auf 100 Wasser zur Sättigung mit Salz erforderliche Gewicht und den Siedepunkt dieser Lösung, 2) die Salzmenge, welche den Siedepunkt von 100 Theilen reinen Wassers um die angegebenen Grade erhöht.

	Chlor- Calcium.	Kohlens. Kali.	Salpeter.	Chlor- Natrium.	Phosph.s. Natron.	Kohlens. Natron.	
Sättigung	325,0	205,0	335,1	41,2	113,2	48,5	
Siedepunkt	179°,5	135°,0	115°,9	108°,4	106°,5	104°,6	
Temp. Erhö.	Erforderliche Salzmenge.						
1°	10,0	13,0	12,2	7,7	23,8	14,4	
2	16,5	22,5	26,4	13,4	42,4	26,7	
3	21,6	31,0	42,2	18,4	60,6	36,8	
4	25,8	38,8	59,6	23,1	67,8	44,7	
5	29,4	46,1	78,3	27,7	91,8	—	
6	32,6	53,1	98,2	31,8	106,1	—	
7	35,6	59,6	119,0	35,8	—	314,8	800
8	38,5	65,9	140,6	39,7	—	301,4	76
9	41,3	71,9	163,0	—	—	276,1	72
10	44,0	77,6	185,9	—	—	252,8	68
11	46,8	83,0	209,2	—	—	231,5	64
12	49,7	88,2	233,0	—	—	212,1	60
13	52,6	93,2	257,6	—	—	194,3	56
14	55,6	98,0	285,3	—	—	178,1	52
15	58,6	102,8	310,2	—	—	163,2	48
16	61,6	107,5	336,0	—	—	149,4	44
17	64,6	112,3	—	—	—	136,3	40
18	67,6	117,1	—	—	—	129,9	38
19	70,6	122,0	—	—	—	123,5	36
20	73,6	127,0	—	—	199,6	117,2	34
22	79,8	137,0	—	—	188,8	110,9	32
24	86,0	147,1	—	—	178,1	104,6	30
26	92,2	157,3	—	—	167,7	98,4	28
					Kohlens. Kali.	Chlor- Calcium.	Temp. erhö.

Rudberg entdeckte das merkwürdige Gesetz, dass, welches auch die Temperatur der siedenden Salzlösung sei, der aus reinem Wasser über der Flüssigkeit bestehende Dampf genau 100°, oder richtiger den zum Luftdrucke gehörenden Siedepunkt des reinen Wassers besitzt.

Régnault liess eine Chlorcalciumlösung unter einer künstlichen Atmosphäre, deren Druck von 82,52 auf 3122,69 Millimeter verändert wurde, sieden; die Temperatur der Flüssigkeit stieg von 52°,0 auf 147°,91, diejenige der Dämpfe von 47°,88 auf 145°,57 gleich wie für reines Wasser (von 47°,84 bis 145°,00). Da an dem Thermometer reines Wasser sich condensirt, kann die Temperatur des Dampfes diejenige des erstern unmöglich übersteigen. Befanden sich die Blasen in der Flüssigkeit auch auf einer höhern Temperatur und daher in ungesättigtem, ausgedehnten Zustande, so ändern sie sich ausserhalb durch Abkühlung sehr schnell und sinken auf die Temperatur 100° herab.

469. Chemische Beziehungen des Siedepunktes. — Die Verbindungen der organischen Chemie zeichnen sich besonders durch zweierlei aus, die kleine Zahl chemischer Elemente, aus denen sie bestehen, vornehmlich Sauerstoff (O), Wasserstoff (H), Kohle (C) und Stickstoff (N), und die grosse Mannigfaltigkeit der Verhältnisse, in denen sie binär, ternär, quaternär mit einander verbunden sind. Zwischen der chemischen Zusammensetzung solcher Verbindungen und ihren Siedepunkten haben mehrere Chemiker, besonders Schröder, Löwig und Kopp Beziehungen erkannt, die sich, wenn auch nicht in der angenommenen Schärfe und Allgemeinheit, doch in vielen Fällen auffallend bestätigen. Einer gleichen Differenz der Zusammensetzung entspricht nämlich oft durch ganze Reihen von Verbindungen eine gleiche Aenderung des Siedepunktes, als hatte gleichsam diese Aenderung an dem Aequivalente jener Differenz.

So führt Kopp die beiden folgenden Reihen an, deren Siedepunkt durch das Hinzutreten von $C_2 H_2$ sich stets um 19° erhöhen.

		Siedep.			Siedep.
Ameisensäure	$C_2 H_2 O_4$	99°	Holzgeist	$C_2 H_4 O_2$	59°
Essigsäure	$C_4 H_4 O_4$	118	Alcohol	$C_4 H_6 O_2$	78
Propionsäure	$C_6 H_6 O_4$	137	Propylalcohol	$C_6 H_8 O_2$	97
Buttersäure	$C_8 H_8 O_4$	156	Butylalcohol	$C_8 H_{10} O_2$	116
Valeriansäure	$C_{10} H_{10} O_4$	175	Amylalcohol	$C_{10} H_{12} O_2$	135

Dass einer chemischen Differenz $\mu C_2 H_2$ eine Siedepunktdifferenz $\mu \cdot 19^\circ$ zugehört, bewährt sich indess nicht durch alle Verbindungsreihen. In der ersten der folgenden Reihen kommt der gleichen Grösse $C_2 H_2$ ein Werth 24°, in der zweiten ein solcher 15° zu.

Benzol	$C_{12} H_6$	80°	Bromäthylen	$C_4 H_4 Br_2$	130°
Toluol	$C_{14} H_8$	104	Brompropylen	$C_6 H_6 Br_2$	145
Xylol	$C_{16} H_{10}$	128	Brombutylen	$C_8 H_8 Br_2$	160
Cumol	$C_{18} H_{12}$	152			
Cymol	$C_{20} H_{14}$	176			

Manche Verbindungen, die um $C_4 - H_4$ zunehmen, steigern ihren Siedepunkt um + 78°, für $C_2 - H_2$ dagegen nur + 40°. Oft scheint sogar die Veränderung an den einzelnen Elementen zu haften. Es gibt Verbindungen, wo bei unveränderten Aequivalenten von O und H jedes hinzukommende C den Siedepunkt um + 14°,5 erhöht, jedes H

bei unveränderten C und O um $+ 50$, so dass μC und μH eine Aenderung $\mu \cdot 14,5$ und $\mu \cdot 5$ zur Folge haben.

Rein empirische Thatsachen wie diese, die sich bis jetzt an keine theorerischen Grundsätze anknüpfen lassen, dürfen mit Vorsicht nur als wahre Gesetze aufgestellt werden.

470. Die Verdichtung der Dämpfe. — Compression und Abkühlung (23) sind die beiden Mittel, den gesättigten Dampf erst zur Sättigung und dann zur Verdichtung in den flüssigen Zustand zu bringen.

Wirkt ein Druck P , grösser als der zur vorhandenen Temperatur gehörende Druck der Sättigung E auf einen luftleeren, ungesättigten Dampfraum v , Dampfdruck e , so geht v zuerst in das gesättigte Volumen V über und verschwindet dann durch vollständige Condensation des Dampfes ganz (446). Ist S das zu E gehörende specifische Gewicht des Dampfes, so entsteht eine Wassermenge $Q = V \cdot S$. — Enthält der Raum v dagegen, mit einem Druck p , gleichzeitig Luft und Dampf, von der Expansivkraft e , so verwandelt er sich zuerst in V' , Dampfdruck E , und comprimirt sich nachher auf V , so dass die Expansivkräfte von Luft und Dampf zusammen P gleich werden.

$$P = (p - e) \frac{v}{V} + E$$

Die Flüssigkeitsmenge entspricht einem Theile $(V' - V) S$, während $V \cdot S$ dampfförmig bleibt.

Aehnlicher Weise wirkt die Abkühlung eines abgegrenzten Volumens V von t' auf t , unter der Voraussetzung immer, dass die Temperatur sich gehörig ausgleiche, zuerst um die Expansivkraft e des Dampfes auf diejenige der Sättigung E zu bringen. Die Temperatur T , bei der diess geschieht und von der an Ausscheidung beginnt, heisst der Thaupunkt. Dann um den Druck E auf den zu t gehörenden E erniedrigen. Entsprechen diesen Drucken die specifischen Gewichte S, S' , so wird eine Flüssigkeitsmenge ausgeschieden $Q = V (S - S')$ und bleibt dampfförmig $V \cdot S'$.

In beiden Fällen kann die Ausscheidung, wenn rasch oder in weitem Raume bewerkstelligt, im Luftraume selbst, als Dunst oder Nebel, oder bei engem Raume oder langsamer Aenderung, an den Wänden in Tropfen vor sich gehen. Jenes beobachtet man an der Nebel- und Wolkenbildung im Freien, an dem Dunste (22) über heissem Wasser, an der Trübung bei rascher Benutzung des pneumatischen Feuerzeuges (423); dieses bei den gewöhnlichen Destillationen, an dem Wasserbeschlage einer kalten Flasche oder der kalten Scheiben, an der Thaubildung im Freien an kalten Gegenständen.

Am wenigsten aufgeklärt ist die Natur des Dunstes oder Nebels, der da auftritt, wo die Ausscheidungen in der Luft zu schwach sind, um eigentliche Wassertropfen (Regen) zu bilden. Die ungemeine Leichtigkeit der Dunstkügelchen, die jeder Hauch fortreisst, obgleich das Auge sie einzeln auf dunkelm Grunde gut unterscheidet; ihre Fähigkeit gleich elastischen Bällen (253), sogar von der Oberfläche der Flüssigkeit, abzuspringen, endlich gewisse optische Erscheinungen der

Atmosphäre, wofür man keinerlei Erklärung fände, machen es wahrscheinlich, dass sie eigentliche hohle Bläschen sind. Frauenhofer und Kämtz haben auf indirektem Wege ihre Grösse bestimmt und je nach den Umständen und Jahreszeiten zwischen 0,0045 und 0,0009 Mm. gefunden. Andere Erscheinungen führen auf eine Dicke der Wasserhülle, die vom Verschwindenden, jedenfalls von 0,0003 an, bis zum Halbmesser des Kügelchens steigen kann. Wie aber der innere Luftraum sich bildet, — Dampf würde vom Capillardruck der Hülle (254) nothwendig verdichtet, — ob durch eine Umschliessung von Luft bei oder durch eine Ausscheidung von absorbirter Luft nach der Verdichtung, ist noch nicht ermittelt.

471. Liquefaktion der Gase. — Dieselben Mittel natürlich, Druck und Erkältung sind zur Liquefaktion, der von der Umwandlung entfernt stehenden Gase angewandt worden. Zuerst gelang es Faraday in einer kleinen gebogenen starken Glasröhre A (Fig. 288), deren einer Schenkel a Schwefelsäure und darüber, von Papier gehalten, kohlen-saures Natron enthielt, nachdem die Röhre zugeschmolzen und die beiden Substanzen durch Schütteln zur Berührung gebracht worden, eine solche Entwicklung von Kohlensäure zu veranlassen, dass dieselbe sich unter dem starken Drucke, im andern Schenkel b als klare Flüssigkeit sammelte.

Seitdem wurden auf verschiedenem Wege manche Gase flüssig gemacht, von Aimé durch den Druck in der Tiefe des Meeres, von Thilorier, Faraday, Pouillet und Natterer mittelst Pumpen mit oder ohne Mitwirkung künstlicher Kälte. Der gegenwärtig übliche Apparat von Natterer besteht aus einem sehr starken Doppellauf von Schmiedeeisen A (Fig. 289), der in umgekehrter Stellung als Recipient oben an die Druckpumpe B festgeschraubt wird. Am Grunde des Laufes befindet sich die feine mit Schraube zu schliessende Ausflussöffnung a, unten ein gutes conisches Ventil b. Den Recipienten umgibt ein Gefäss C zur Aufnahme einer Kältemischung aus Schnee und Salz, den Stiefel ein Mantel D, durch den zur Entfernung der Reibungswärme kaltes Wasser in c zu-, in d abfliesst. Die Druckpumpe B saugt in e die ausgetrocknete Kohlensäure aus dem Behälter E, wo sie aus kohlen-saurem Natron mittelst Schwefelsäure entwickelt und nachher in f durch Chlorcalcium getrocknet wird, und wird mittelst der am Schwungrad F befestigten Kurbel g getrieben. Die Arbeit geht anfangs mit wachsender Mühe, bis der Druck der Liquefaktion (Sättigungsdruck) erreicht ist; von da an verwandelt sich alles zugeführte Gas in Flüssigkeit.

In manchen Fällen fand Faraday starke Erkältungen wirksamer als starken Druck und setzte dann die Glasröhren mit dem Gase in eine Kältemischung aus fester Kohlensäure und Aether. Ohne Luftpumpe sank die Temperatur bis auf -76° , mit deren Hülfe auf -110° .

472. Resultate. — Nach Faraday und Natterer, welcher

letztere, wie bereits gesagt (460), den Druck bis 3600 Atmosphären gesteigert hat, widerstanden die folgenden Gase: Wasserstoff, Sauerstoff, Stickstoff, Stickoxyd, Kohlenoxyd, Kohlenwasserstoff, noch immer der Umwandlung. Durch eine Kälte von -110° bei einem kleinern Drucke als der atmosphärische wurden nach Faraday flüssig erhalten: Chlor, Cyanogen, Ammoniak, Schwefel-, Chlor-, Brom- und Jodwasserstoff, endlich auch Kohlensäure. Mehrere dieser Gase gingen bei den (433) angegebenen Temperaturen selbst in den festen Zustand über.

Pouillet beobachtete mit einer Presse, die mittelst eines Luftmanometers den Druck bestimmen liess, die Liquefaction der

Kohlensäure	bei 10°	unter 45 Atmosphären.
Stickoxydul	» 11	» 43
Ammoniak	» 10	» 5
Schweflichte Säure	» 8	» 2,5

Faraday bestimmte genauer den Druck der Liquefaction in Atmosphären bei verschiedenen Temperaturen.

Temp.	Oelbild- Gas.	Kohlen- säure.	Stick- oxydul.	Chlor- wasserst.	Schwefel- wasserst.	Arsenik- wasserst.
$-81^{\circ},4$	—	—	1,1	—	—	—
78,9	—	1,2	1,4	—	—	—
73,3	9,3	1,8	1,8	1,8	1,0	—
67,8	10,3	2,8	2,3	2,4	1,2	—
62,2	11,3	3,9	3,1	3,1	1,3	—
56,7	12,5	5,3	4,1	4,0	1,6	1,1
51,1	13,9	7,0	5,4	5,1	1,9	1,4
45,5	15,4	8,9	6,9	6,3	2,4	1,8
40,0	17,0	11,1	8,7	7,7	2,9	2,3
34,4	18,9	13,5	10,9	9,2	3,5	2,8
28,9	21,2	16,3	13,3	10,9	4,2	3,5
23,3	23,9	19,4	16,1	12,8	5,1	4,3
17,8	27,2	22,8	19,3	15,0	6,1	5,2
12,2	31,7	26,8	22,9	17,7	7,2	6,2
6,7	36,8	30,7	26,8	21,1	8,4	7,0
1,1	42,5	37,2	31,1	25,3	9,9	8,7
+ 1,7	—	—	33,4	—	—	—
4,4	—	—	—	30,7	11,8	10,0

Die Kohlensäure zeigt die merkwürdige Erscheinung, dass ihr Siedepunkt oder die Temperatur eines Sättigungsdruckes von 1 Atmosphäre (464) bei -82° liegt, während der Gefrierpunkt (433) 24° höher, bei -58° .

Cap. 6. Die Verdampfungswärme.

473. Allgemeine Erscheinungen. — Schon die Ausdehnung der Körper (425), noch mehr die Schmelzung (438) verbrauchen Wärme, die auf innere und äussere Arbeit verwendet wird; in noch höherem Maasse muss es bei der vollständigen Ueberwindung der Cohäsionskräfte und der Umwandlung in das mehrere hundert Mal grössere Volumen (457) des luftförmigen Zustandes der Fall sein. Und gleichwie während der ganzen Schmelzung einer Schneemasse die Temperatur constant bleibt (434), so wird auch beim Sieden einer Flüssigkeit die ganze zugeführte Wärme zur Verdampfung ohne wei-

tere Temperaturerhöhung verwendet. Eine stärkere Zufuhr von Wärme entwickelt lediglich eine im gleichen Verhältniss grössere Menge Dampfes von gleichem Wärmegrad wie die Flüssigkeit. Eine höhere Temperatur als den Siedepunkt für den vorhandenen Luftdruck kann eine offen erhitzte Flüssigkeit unmöglich gewinnen; wo daher, wie bei der Leimsiederei und überhaupt beim Ausziehen mancher vegetabilischer und animalischer Substanzen, eine grössere Hitze des Wassers nothwendig ist, kann eine solche nur in geschlossenen Kesseln (Papiniansche Töpfe), wo der Dampfdruck über 1 Atmosphäre ansteigen kann, erhalten werden.

Geht die Dampfbildung, wie bei der oberflächlichen Verdunstung (463), ohne künstliche Erwärmung vor sich, so entzieht der Dampf die zu seiner Bildung nothwendige Wärmemenge der Flüssigkeit und ihren Umgebungen und es entsteht Verdunstungskälte. Ein nasses Tuch erkältet sich merklich beim Trocknen; durch Verdunsten von Alcohol und Aether erhält die Hand eine starke Kälteempfindung; ein von Baumwolle umwickelter Thermometer mit Aether getränkt und in der Luft geschwungen, sinkt um 15 bis 20° herab; die Alcarazas oder Kühlgefässe Egyptens halten das Wasser in Folge der Porosität ihrer Wände und der steten Verdunstung ihrer Aussenfläche frisch u. s. f. Wasser kann mittelst der Luftpumpe auf verschiedene Weise durch Verdunstungskälte zum Gefrieren gebracht werden: 1) in Gegenwart starker Schwefelsäure, welche im Vacuo die schnell sich entwickelnden Dämpfe ebenso rasch absorhirt; 2) durch Umgebung und Bedeckung mit Aether, welcher unter Sieden lebhaft verdampft; 3) nach Smith durch Berussen der Unterlage einzelner Tropfen, deren Nichtnetzung eine allseitige Verdunstung gestattet. Jene Kältemischung Faradays (471) aus fester Kohlensäure und Aether unter der Luftpumpe verdankt ihre Wirkung der Schmelzung und Verdampfung der Kohlensäure und der Verdampfung des Aethers.

474. Verdampfungswärme des Wassers. — Wie die specifische Wärme, so ist auch die Verdampfungswärme des Wassers eines der wichtigsten Elemente für die Anwendungen. Mehrere ältere Physiker, Black, Watt und Rumford, später Ure, Clément und Desormes, dann Despretz und Brix haben Bestimmungen derselben gegeben, die aber alle durch die umfassenden und genauen Untersuchungen Régnault's zurückgesetzt werden. Er bestimmte nicht bloss die Verdampfungswärme beim Sieden der Flüssigkeit unter dem gewöhnlichen Luftdrucke, sondern dehnte seine Versuche von dem geringen Druck niederer Temperaturen bis zu dem bedeutenden hohen Temperaturen aus. Das Verfahren bestand im Allgemeinen darin: 1) ein aus der Menge des condensirten Wassers bekanntes Dampfgewicht zu benutzen; 2) dasselbe gesättigt bei einer beobachteten höhern Temperatur in einem Kühlapparat zu verdichten, und 3) die abgegebene Wärmemenge, wie bei jeder calorimetrischen Messung, aus der Erwärmung des Kühlapparates und den Wärmeverlusten zu bestimmen, woraus sich dann die auf die Gewichtseinheit fallende Verdampfungswärme berechnen lässt.

Régnault's Apparat bestand 1) aus einem Dampfkessel A (Fig. 290) mit geschützten in den Dampf und die Flüssigkeit reichenden Thermometern a. Die Dampfrohre b war von einer zweiten gleich warmen Dampfrohre c (Nebenfigur) umschlossen und zwar bis an 2) den Dampfvertheilungshahn B (Nebenfigur B'). Er besteht aus einer Dampfbüchse e (in der Nebenfigur B' grösser dargestellt) mit einer innern Hülse als Hahn, von welcher eine Seitenöffnung d nach einem der zwei identischen Calorimeter C, C' ausgeht. Der Hahn kann den Dampf nach der einen oder andern Seite ableiten oder auch beide Wege abschliessen, und ihn durch f nach 3) dem Condensator D wegführen, der mittelst Wasser von E aus auf niedriger Temperatur erhalten wird. 4) Die Calorimeter C, C' sind mit gleichen durch Entleerung des gleichen Gefässes F gemessenen Wassermengen gefüllt. In ihnen führt das vom Hahne ausgehende Rohr g erst zu einer ersten Kugel h, dann zu einer zweiten h' mit Abflusshahn i zur Messung des condensirten Wassers, endlich in das Schlangenrohr k, wo die Verdichtung sich vollendet. 5) Eine künstliche Atmosphäre (468) H, vom Punkte l aus in Verbindung durch m mit dem Condensator D, durch n mit dem Schlangenrohr k des Kalorimeters C und durch o mit dem Manometer G, regulirt den Druck in allen Theilen. Der Windkessel derselben H ist von gleichtemperirtem Wasser E umschlossen und steht in Verbindung durch p 6) mit einer verdichtenden oder verdünnenden Pumpe I. 7) Das offene Quecksilber- oder geschlossene Luftmanometer G (156) misst den Druck.

Es verdichte sich in einem der Calorimeter ein Dampfgewicht P , mit der Temperatur t des Kessels eintretend und steigere die Temperatur des Wassers von t' in einer gewissen Zeit auf T . Bezeichnet P' das Wassergewicht nebst Wasseräquivalent (398) der festen Theile (Wände, Schlangenrohr, Kugeln, Thermometer, Rührer), so hat man

$$P \cdot L + P c (t - T) = P' c' (T - t')$$

wo c die specifische Wärme der Dampfliquidität, c' der calorimetrischen Flüssigkeit bezeichnet. Daraus

$$L = \frac{P'}{P} c' (T - t) - c (t - T)$$

Es sind Correktionen nothwendig: 1) für den anfänglichen Gewinn und nachherigen Verlust der Calorimeter an Wärme von und nach Aussen; 2) wegen der Wärme, welche das Dampfrohr unabhängig vom Dampfe dem Wasser zuführt; 3) weil trotz der Nähe der Theile eine kleine Condensation schon aussen am Calorimeter eintritt und ihr Wasser dem später verdichteten beimengt; 4) weil Aenderungen im Dampfe erfolgen, deren Einfluss unbekannt ist. — Diese Correktionen werden dadurch ermittelt, dass man 1) den Dampf durch den Hahn in den Condensator leitet, ohne durch die Calorimeter zu gehen; das Wasser erwärmt sich dann von Aussen und durch das Metall der Röhren d, d'. 2) Ein Versuch über die Erwärmung von Aussen ohne Dampfwirkung auf den Hahn lässt die beiden Ursachen trennen. Dann setzt man 3) den einen Calorimeter C in Thätigkeit, den andern nicht; diess gestattet die Wirkung der Verdichtung von der Mittheilung durch das

Metall, genau unter gleichen Umständen, zu sondern. 4) Nach Abschluss des Hahnes beobachtet man das Sinken der Temperatur des Calorimeters. 5) Der Versuch wird mit dem andern Calorimeter C' wiederholt, während C keinen Dampf empfängt. Das im Innern anhängende Wasser, vorher und nachher nahe in gleicher Menge vorhanden, muss als zum Apparate gehörend betrachtet werden.

475. Resultate. — So hat Régnault 1) für die ganze Wärme Q , d. h. diejenige, welche zur Erwärmung von 1 Kil. Wasser von 0 auf t des Luftthermometers (dem Siedepunkt des vorhandenen Druckes) und dann zur Dampfbildung erforderlich ist, und 2) für die letztere L allein bei verschiedenen Temperaturen folgende Zahlen gefunden:

t	Druck der Sättigung.		Q	L
	Millim.	Atmosph.		
0	4,60	0,006	606,5	606,5
10	9,16	0,012	609,5	599,5
20	17,39	0,023	612,6	592,6
30	31,55	0,042	615,7	585,7
40	54,91	0,072	618,7	578,7
50	91,98	0,121	621,7	571,6
60	148,79	0,196	624,8	564,7
70	233,09	0,306	627,8	557,6
80	354,64	0,466	630,9	550,6
90	525,45	0,691	633,9	543,5
100	760,00	1,000	637,0	536,5
110	1075,37	1,415	640,0	529,4
120	1491,28	1,962	643,1	522,3
130	2030,28	2,671	646,1	515,1
140	2717,63	3,576	649,2	508,0
150	3581,23	4,712	652,2	500,7
160	4651,62	6,120	655,3	493,6
170	5961,66	7,844	658,3	486,2
180	7546,39	9,929	661,4	479,6
190	9442,70	12,425	664,4	471,6
200	11688,96	15,380	667,5	464,3
210	14324,80	18,848	670,5	456,8
220	17390,36	22,882	673,6	449,4
230	20926,40	27,535	676,6	441,9

Man kann die Resultate über Q durch folgende empirische Formel darstellen

$$Q = 606,5 + 0,305 t$$

Zieht man davon die Wärme ab, welche das Wasser als flüssig von 0 bis t aufgenommen hat, nämlich (405)

$$q = t + 0,00002 \cdot t^2$$

so erhält man die Verdampfungswärme allein

$$L = Q - q = 606,5 - 0,695 t - 0,00002 t^2$$

Während erstere für 0, 100, 200°, von 606 auf 637 und 667 wächst, sinkt letztere in Folge des kleinern Volumens des gesättigten Dampfes (458) von 606 auf 536 und 464 herab.

476. Andere Flüssigkeiten. — An genauen und umfassenden Versuchen über andere Flüssigkeiten fehlt es. Die meisten Bestimmungen beziehen sich einzig auf den Siedepunkt unter dem gewöhnlichen Luftdrucke.

Despretz fand durch ein etwas einfacheres calorimetrisches Verfahren, als das von Régnault, folgende Werthe von L für den Siedepunkt t der Flüssigkeit:

	t	Q	L
Wasser	100°	631	531
Alkohol	78,7	255	207,7
Schwefeläther	35,5	109,3	96,8
Terpentin	175,4	149,2	76,8

Eine Reihe von Bestimmungen, nach einem andern Verfahren ausgeführt, verdankt man Favre und Silberman. Ein Glasballon A (Fig. 291) mit Quecksilber, als calorimetrischer Flüssigkeit, angefüllt, hat oben zum Reguliren des Quecksilberstandes einen kleinen mit Schraube zu bewegendem Stempel a, seitwärts eine dicht eingelassene eiserne Muffel oder Glasröhre b, anderseits endlich eine lange graduirte Röhre c, — so dass die ganze Vorrichtung als ein sehr empfindliches Thermometer zu betrachten ist. Eine Umhüllung mit Federn schützt dasselbe vor schneller Erkältung. Durch die Oeffnung der Muffel bringt man in diese bekannte Mengen warmen Wassers und beobachtet die Ausdehnungen des Quecksilbers in c. Man bildet sich so eine Tafel über den Werth der Eintheilung nach mitgetheilten Wärmemengen und benutzt sie, sei es zur Bestimmung der specifischen Wärmen der in die Muffel zu bringenden Körper, sei es zur Messung der latenten Wärme der in ihr condensirten Dämpfe.

So erhielten jene Physiker folgende specifischen Wärmen C und Verdampfungswärmen L bei der Siedetemperatur t

	t	C	L		t	C	L
Wasser	100°	1	536	Essigsäure	120	0,51	102
Holzgeist	66,5	0,67	264	Schwefeläther	38	0,50	91
Alkohol	78	0,64	208	Butters. Methyloxyd	93	0,49	87
Ameisensäure	100	0,65	169	Citronenöl	165	0,50	70
Valerianalcohol	78	0,59	121	Terpentinöl	156	0,47	69
Buttersäure	164	0,41	115	Valerianäther	113,5	0,52	69
Essigäther	74	0,48	106	Tereben	156	0,52	67
Valeriansäure	175	0,48	104	Ethylalcohol	78	0,51	58

Auch hier, wie mit Hinsicht auf specifische und Schmelzungswärme (402, 440) steht das Wasser in der Reihe obenan.

477. Verschiedene Gesetze. — Die Versuche von Régnault haben zwei empirische Gesetze widerlegt, welche ohne genügende Beweise von den einen oder andern Physikern angenommen worden waren. Dem von Watt aufgestellten zufolge sollte die ganze Wärmemenge Q (474), von 0° an gerechnet, constant, daher die Verdampfungswärme L genau um so viele Wärmeeinheiten kleiner sein, als mehr Einheiten zur Erwärmung der Flüssigkeit erforderlich waren. Southern und nach ihm Clément und Pambour hielten L , die Verdampfungswärme allein, für constant, so dass bei Zurückführung des gesättigten Dampfes von einer Temperatur auf eine andere weder Wärme abgegeben noch aufgenommen würde. Naeh Régnault aber wächst mit der Temperatur Q , während L abnimmt.

Despretz hat aus seinen Versuchen mit verschiedenen Flüssig-

keiten das folgende angenäherte Gesetz abgeleitet: Vergleicht man die Verdampfungswärme L verschiedener Flüssigkeiten beim Siedepunkte, oder bei einem gleichen Sättigungsdrucke von 1 Atmosphäre (464), mit der absoluten Dichte, d. h. bezogen, nicht auf Luft unter gleichen Umständen, sondern im Normalzustande, so nähert sich das Produkt beider sehr der Constanz. Bezeichnet $D = S:s$ die Dichte unter gleichen Umständen (454), nämlich unter 760 Millim. und beim Siedepunkt t , so ist die absolute Dichte

$$D_0 = \frac{S}{s_0} = \frac{D}{1 + \gamma t}$$

Nun findet Despretz

	t	L	D	D_0	$L \cdot D_0$
Wasser	100 ⁰	531	0,623	0,451	239
Alcohol	78,7	207,7	1,613	1,258	261
Schwefeläther	35,5	96,8	2,586	2,280	219
Terpentin	175,4	76,8	5,018	3,207	236

Die Verdampfungswärme bei gleichem Drucke verhält sich nahe umgekehrt, wie die Dichte der Dämpfe, oder da die Verdampfungswärme L' für die Volumeneinheit Dampf dem Gewichte S entspricht, so hat man, wie Clausius bemerkt hat

$$L' = L \cdot S = L \cdot D_0 \cdot s_0$$

eine für verschiedene Flüssigkeiten nahe constante Grösse, welche nur vom Drucke p abhängen wird.

478. Anwendung der mechanischen Wärmetheorie. — Bei einer Temperatur t des gewöhnlichen Thermometers oder einer absoluten Temperatur $T = 273,4 + t$ sei v das Volumen der Gewichtseinheit Flüssigkeit, und es verwandle sich durch die Verdampfungswärme L in ein Volumen V gesättigten Dampfes unter dem Drucke der Sättigung p . Um die gleiche Gewichtsmenge Dampf bei einer andern nahestehenden Temperatur $T + \delta T$ gesättigt zu erhalten, kann man entweder die Flüssigkeit (specifische Wärme = C) um δT erwärmen und bei $T + \delta T$ verdampfen, was eine Mehrwärme

$$\delta Q = C \delta T + \delta L$$

erfordert, wo nach Régnault δL für wachsende Temperaturen negativ ist (475); oder man theilt 1) das Aequivalent der Mehrarbeit wegen alleiniger Zunahme des Druckes um δp mit, nämlich $A(V - v) \delta p$; 2) eine unbekannte positive oder negative Wärmemenge $h \delta T$ (h ist diejenige auf 1⁰), welche nothwendig ist, theils um das Volumen $V - v$ um δT zu erwärmen, theils um als Arbeit dasselbe auf das um δV kleinere Volumen der Sättigung bei $T + \delta T$ zurückzuführen. Daraus die Beziehung

$$\delta Q = A(V - v) \delta p + h \delta T \quad (1)$$

Für Wasserdampf, die Veränderung $\delta T = 1^0$ gesetzt und vom Siedepunkt $T = 273,4 + 100 = 373,4$ ausgehend, hätte man in Meter und Kilogramm

$$p = 10333 \text{ Kil. (150)}; \delta p = \frac{27,59}{760} \cdot 10333 \text{ Kil.} = 375,11 \text{ Kil. (450)},$$

$$v = 0,001044 \text{ Cubm. (379)}; V = \frac{1,3665}{1,29277 \cdot 0,645} = 1,6388 \text{ Cubm. (454)};$$

$\delta Q = 0,305$ Wärmeeinh. (474); endlich $A = \frac{1}{423,55} = 0,00236$ (430),
folglich

$$h = 0,305 - 0,00236 \cdot 1,6378 \cdot 375,11 = -1,145 \text{ Wärmeeinheit.}$$

Nicht nur ist bei Ueberführung eines gesättigten Volumens V bei T auf ein solches $V - \delta V$ bei der höheren Temperatur $T + \delta T$ keine Wärme erforderlich, sondern es entsteht ein Wärmeüberschuss, der macht, dass das neue Volumen, bevor es denselben abgegeben, nicht gesättigt ist. Umgekehrt wird das bei $T + \delta T$ gesättigte Volumen auf dasjenige für T gebracht, so genügt die vorhandene Wärme nicht und ohne Mittheilung von Aussen her, muss partielle Condensation erfolgen. Diese merkwürdigen Folgerungen, von Rankine und Clausius angekündigt, werden von der Erfahrung bestätigt.

Eine zweite angenäherte Beziehung hat man durch Anwendung der Gasgesetze auf kleine Aenderungen der Dämpfe in der Nähe der Temperatur, von der man ausgeht, erhalten. Hat sich die Gewichtseinheit Flüssigkeit, Volumen v , in ein Volumen V gesättigten Dampf bei der Temperatur T und dem Drucke p umgewandelt, so würde eine Arbeit $(V - v)p$ geleistet. Hätte dieselbe Umwandlung unter dem höhern Dampfdruck $p + \delta p$, entsprechend $T + \delta T$, stattgehabt, so wäre die erforderliche Mehrwärme, aus der Mehrarbeit bestimmt, $A(V - v)\delta p$. Betrachtet man nun den Dampf bei dieser Veränderung als ein permanentes Gas, wobei L die Wärme ist, welche die Expansivkraft von 0 beim absoluten Nullpunkt auf p bei der Temperatur T bringt, so kommt auf 1° eine Wärmemenge $\frac{L}{T}$, auf δT eine solche $\frac{L}{T} \delta T$.

Beide gleichgesetzt erhält man die genäherte Beziehung

$$L \delta T = A(V - v)T \cdot \delta p \quad (2)$$

ein Ausdruck von gleicher Form, wie der, ohne Ableitung, für die Schmelzwärme gegebene (441).

Cap. 7. Hygrometrie.

479. Die Feuchtigkeit der atmosphärischen Luft. — Durch Verdunstung des Wassers an der Erdoberfläche, vornehmlich der ausgedehnten Meeresfläche, geht eine ungeheure Dampfmenge in die Luft über, welche durch Diffusion verbreitet oder durch Winde fortgetragen, die verschiedensten Zustände durchläuft, die HAUPTerscheinungen der Witterung bestimmt, zuletzt verdichtet wird und ihren Kreislauf vollendend, wieder als Wasser zum Meere zurückfliesst. Nach Schübler verdunstet im Laufe des Jahres unter dem Aequator (Antillen) an der Sonne eine Wasserschicht von 9303,9 Millim., im Schatten von 3102,2, im mittlern Europa (Tübingen) dagegen von 647,0 und 619,9 Millim. Dieselben Zahlen bezeichnen die Anzahl Kilogramm Wasser, die auf 1 Quadratmeter Fläche jährlich in die Luft übergehen. Damit zugleich wird eine entsprechende Menge Verdampfungswärme der verdampfenden Flüssigkeit entzogen (473). Neben dem Austausch der warmen Süd- und kalten Nordwinde (183) spielt die Bindung der Ver-

dampfungswärme unter den Tropen und ihre Wiederentwicklung bei Verdichtung in kältern Regionen die Hauptrolle bei der Wärmeausgleichung verschiedener Zonen und der Milderung grosser Extreme.

Von den beiden Mitteln, durch welche Dämpfe zur Sättigung geführt und condensirt werden, Druck und Abkühlung (470), wirkt in der freien Luft beinahe einzig das zweite. Die schwächsten Niederschläge, die sich als Thau und Reif ansetzen, oder als Nebel und Wolken an oder über der Erde in der Luft sich ausscheiden, gleich wie die stärkern, die als Regen oder bei tiefer Temperatur krystallinisch als Schnee herabfallen, sind sämtlich eine Folge der durch Abkühlung bewirkten Sättigung. Eine nähere Auseinandersetzung der hierbei wirkenden Umstände gehört in die Meteorologie; hier genügt eine Aufzählung der vier Hauptfälle solcher Abkühlung: 1) Abkühlung an kalten Gegenständen ist die Ursache des Thaues und Reifes, der Nebelschicht über Schnee und Eisflächen, der Morgennebel bei feuchter Luft nach heller kalter Nacht; 2) das Aufsteigen der Dämpfe in kältere Luftschichten bestimmt die Herbstnebel über dem Wasser, einen Theil der höhern Wolkenbildung, die Regengüsse bei vulkanischen Ausbrüchen; 3) das Vorrücken warmer und feuchter Seewinde, in Europa nach NO. und O., in Amerika nach NW. und W., veranlasst die weiten Landregen und die anhaltend schlechte Witterung; 4) endlich, wie Halley zuerst erläuterte, hängen eine Menge vorübergehender Ausscheidungen von einer Vermischung oder einem Wechsel ungleichtemperirter, der Sättigung naher Luftmassen ab. Aus der Tafel über den Dampfdruck (450) ersieht man nämlich, dass wenn z. B. 1 Volumen von 5° und 1 Volumen von 25° zu 2 Volumen von 15° sich mischen, der mögliche Dampfdruck, 12,699 Millim., kleiner ist als das Mittel 13,663 der Drucke 3,113 und 23,550 der ursprünglichen Luftmassen; wesshalb der dem Ueberschuss 0,964 Millim. entsprechende Dampf sich ausscheiden muss.

Die Bestimmung des ungleichen und veränderlichen Dampfgehaltes der Luft bildet die Aufgabe der Hygrometrie. Man betrachtet das Hygrometer, nach dem Barometer (151) und dem Thermometer (387) als das dritte zur Erkennung des Luftzustandes dienende Hauptinstrument.

480. Die absolute und relative Feuchtigkeit. — 1) Absolute Feuchtigkeit heisst die Angabe der Feuchtigkeit nach benanntem Maasse, also entweder die Gewichtsmenge Wasserdampf σ der Volumeneinheit Luft, d. h. das specifische Gewicht desselben (109), oder den Druck e in Millimeter Quecksilber, den der vorhandene Dampf bei dem beobachteten Barometerstande b ausübt.

Kann man durch irgend ein Mittel das Feuchtigkeitsgewicht ϖ eines Volumens V der Luft bestimmen, so hat man

$$\sigma = \frac{\varpi}{V} \quad (1)$$

Da bei den gewöhnlich vorkommenden Temperaturen die Gasgesetze ohne merklichen Fehler auch auf Dämpfe ihre Anwendung finden

(457), so hat man zwischen Dampf und Luft, unter gleichen Umständen des Druckes e und der Temperatur t , ein nahe constantes Verhältniss der specifischen Gewichte σ und s' oder

$$\sigma = 0,6221 \cdot s' \text{ wo } s' = s_0 \cdot \frac{e}{760} \cdot \frac{1}{1 + \gamma t} = 0,0017 \frac{e}{1 + \gamma t}$$

da auf 1 Cubikmeter bezogen, $s_0 = 1,29271$ Kil. (160). Also

$$\sigma = 0,001057 \cdot \frac{e}{1 + \gamma t} \quad (2)$$

Neben dem Wasserdampf enthält die Cubikeinheit noch trockene Luft, entsprechend dem Drucke $b - e$, also

$$s = s_0 \cdot \frac{b - e}{760} \cdot \frac{1}{1 + \gamma t} = 0,0017 \frac{b - e}{1 + \gamma t} \quad (3)$$

so dass das ganze specifische Gewicht der feuchten Luft sein wird

$$s + \sigma = s_0 \frac{b - 0,3779 e}{760} \cdot \frac{1}{1 + \gamma t} = 0,0017 \frac{b - 0,3779 e}{1 + \gamma t} \quad (4)$$

Der Dampfdruck aus σ und ϖ folgt mittelst (1) und (2), nämlich

$$e = \frac{s'(1 + \gamma t)}{0,0017} = \frac{\sigma(1 + \gamma t)}{0,0017 \cdot 0,6221} = 945,001 \cdot \sigma(1 + \gamma t) \quad (5)$$

e wird in Millimeter gefunden, während ϖ und V in Kilogramm und Cubikmeter oder auch in Gramm und Cubikdecimeter, in Milligramm und Cubikcentimeter gegeben sein müssen.

2) Sei E der Dampfdruck der Sättigung für die vorhandene Lufttemperatur t , S das specifische Gewicht dieses Dampfes, so hat man genähert

$$S = 0,6221 \cdot s'' \text{ und } s'' = 0,0017 \frac{E}{1 + \gamma t}$$

folglich

$$\frac{\sigma}{S} = \frac{e}{E} \quad (6)$$

Diess Verhältniss der wirklich vorhandenen zu der bei der Sättigung möglichen Dampfmenge oder dem möglichen Dampfdruck heisst die relative Feuchtigkeit.

481. Das Absorptionsverfahren. — Absorbirt oder condensirt man mittelst einer keinen Dampfdruck duldenden Substanz (462) alles Wasser aus einem Luftvolumen V , so führt die Gewichtszunahme ϖ der absorbirenden Substanz sofort auf die absolute Feuchtigkeit (480).

Um, was nothwendig ist, grosse Luftmengen der Prüfung zu unterziehen, misst man das Volumen derselben durch das Volumen des aus einem Aspirator fliessenden Wassers. Die zu prüfende äussere Luft gelangt dahin durch drei hinlänglich lange Trockenröhren (mit starker Schwefelsäure oder Chlorcalcium), deren erste ihr die Feuchtigkeit entzieht, die zweite zur Versicherung, dass erstere vollständig wirkte, dient, die dritte, die etwa vom Aspirator, trotz des Luftstromes, kommende Feuchtigkeit zurückhält. Die Wägung der ersten Röhre vor und

nach dem Versuche liefert, mit Zuzug der jedenfalls kleinen Zunahme der zweiten, das Gewicht ϖ .

Die Beobachtung liefert das Volumen V' der Luft im Aspirator unter dem äussern Barometerdruck b und bei der Temperatur t' des Aspirators. Diese Luft ist aber bei t' gesättigt und hat den aus der Tafel (450) bekannten Druck der Sättigung E' , so dass $b - E'$ den Druck der Luft allein darstellt. Diese gleiche Luft nahm vor dem Einströmen ein anderes Volumen V unter dem Drucke $b - e$ ein, wo e unbekannt ist und hatte die Temperatur t . Diess Volumen war nach bekannten Gesetzen (159)

$$V = V' \cdot \frac{b - e}{b - E'} \cdot \frac{1 + \gamma t'}{1 + \gamma t} \quad (7)$$

Dieses Volumen enthält das Gewicht ϖ Dampf; man hat daher aus (1) und (2) (480)

$$\sigma = \frac{\varpi}{V'} \cdot \frac{b - E'}{b - e} \cdot \frac{1 + \gamma t}{1 + \gamma t'} = 0,001057 \cdot \frac{e}{1 + \gamma t}$$

und

$$e = 945,001 \cdot \frac{\varpi}{V'} \cdot \frac{b - E'}{b - e} \cdot \frac{(1 + \gamma t)^2}{1 + \gamma t'} \quad (8)$$

Indem man zuerst e auf der rechten Seite vernachlässigt, erhält man eine erste Annäherung dieser Grösse, die zur Berechnung eines zweiten genauern Werthes benutzt wird. V' , ϖ , t , t' sind hierbei beobachtete, E' eine aus t' gegebene Grösse.

Diess Verfahren, auf eine grosse Luftmenge angewendet, gestattet eine grosse Genauigkeit, ist aber zeitraubend und umständlich und eignet sich, der grossen Apparate wegen, nicht für den Reisenden.

482. Hygrometer aus organischen Stoffen. — Viele organische Stoffe sind hygroskopisch, d. h. saugen durch eine Wirkung der Adhäsion (278) eine grosse Menge Wasserdampf in ihre Poren auf, verdichten ihn und füllen sich so mit flüssigem Wasser, wodurch ein Anschwellen der weichern derselben bewirkt wird. Die Dicke der Wasserschicht, die an eine Fläche sich ansetzt, hängt ab von der zur Verdunstung einwirkenden Verdampfungskraft $E - e$, Ueberschuss des Druckes der Sättigung E über den vorhandenen Dampfdruck der Luft e (464), welcher entgegen die Adhäsion die oberflächlichen Wassertheilchen mit einer von der Dicke d dieser Schicht abhängigen Stärke A zurückhält. Bei eingetretenem Gleichgewicht hat man also

$$A = E - e \text{ und } d - f(E - e) = fE \left(1 - \frac{e}{E}\right)$$

wo E unmittelbar aus der Lufttemperatur t (450) bekannt ist, f aber eine unbekannte Funktion darstellt. Wäre A mit t nicht veränderlich, so wäre bei der Sättigung, gleich viel welches die Temperatur, da $e = E$, die Menge des aufgenommenen Wassers, daher auch die Anschwellung die nämliche; für ein gleiches t und E ferner erwiese sich die Wassermenge, — freilich nach einem unbekannten, von der Natur des Stoffes und seiner Porosität bedingten Gesetze, als abhängig

von der relativen Feuchtigkeit $e : E$. Nur die Erfahrung kann lehren, in wiefern es erlaubt ist, aus der beobachteten Volumensvergrößerung auf die relative Feuchtigkeit zurückzuschliessen.

Von den zahllosen Instrumenten dieser Art, an denen die Ausdehnung von Holzstäbchen, von Getreidegrannen, von Federspulen, von Membranen, das Aufdrehen von Darmseiten u. s. f. beobachtet wurde, hat das Haarhygrometer von Saussure noch die grösste Regelmässigkeit der Wirkung geboten. Ein durch Kochen mit Pottaschelauge seines Fettes befreites Menschenhaar wird oben in a in einen festen Rahmen A (Fig. 292) festgeklemmt und windet sich unten auf eine kleine Rolle b , von einem kleinen Gewichte c gespannt. Ein Zeiger an der Rolle d lässt auf einem getheilten Bogen die Ausdehnungen und Zusammenziehungen des Haares durch Feuchtigkeit und Trockenheit erkennen. Der Punkt vollkommener Trockenheit, unter einem mit Schwefelsäure ausgetrockneten Recipienten beobachtet, wird mit 0, derjenige der vollkommenen Sättigung, unter einer ganz feuchten Glocke, mit 100 bezeichnet. Bei der Unkenntniss über die Beziehung zwischen den abgelesenen Graden n zu der relativen Sättigung $e : E$ hat man diese Beziehung durch die Beobachtung zu bestimmen gesucht. Gay-Lussac und Melloni haben folgende Tafel gegeben:

n	$e : E$		n	$e : E$	
	Gay-Lussac.	Melloni.		Gay-Lussac.	Melloni.
0	0,000	0,000	60	0,363	0,440
10	0,046	0,050	70	0,472	0,556
20	0,095	0,117	80	0,612	0,689
30	0,148	0,190	90	0,791	0,831
40	0,208	0,260	100	1,000	1,000
50	0,278	0,340			

Man sieht, dass die Feuchtigkeit anfangs langsamer, nachher weit schneller variirt als das Instrument, daher die halbe Feuchtigkeit erst gegen 70^0 sich findet. Ferner, dass die beiden geprüften Hygrometer einen abweichenden Gang haben.

Régnault, der 16 Instrumente verglich, fand, dass gleiche und mit einander entfettete Haare nicht streng, doch für praktische Zwecke genügend übereinstimmen; dass hingegen verschiedene Haare, die an den Endpunkten der Theilung übereinstimmen, dazwischen Abweichungen von 10 und 12^0 zeigen können. Ueberdiess ändert langer Gebrauch die Empfindlichkeit und macht es nothwendig, die Skale von Zeit zu Zeit zu berichtigen.

Das einzige Mittel, einige Genauigkeit zu erlangen, besteht in der direkten Bestimmung einer Reihe von Punkten der Eintheilung, wozu Régnault die (462) aufgeführten 9 Schwefelsäure-Mischungen benutzt. Das Hygrometer wird in einem hermetisch geschlossenen Behälter, folgeweise den Dämpfen dieser Mischungen ausgesetzt. Man beschleunigt die Sättigung durch Anwendung der Luftpumpe und verzeichnet den beobachteten Grad mit der bekannten relativen Feuchtigkeit. — Die Temperatur, welche natürlich auch einen Einfluss ausübt, bleibt unberücksichtigt. Man sieht, dass das Haarhygrometer, obgleich zur Ablesung sehr bequem, nur durch vorhergehende Untersuchungen einige und dann nur eine bedingte Genauigkeit gewinnt.

483. Die Thaupunkthygrometer. — Von Le Roy und Daniell wurde der Feuchtigkeitsgrad nach der Erkältung beurtheilt, der ein Körper ausgesetzt werden muss, damit die berührende, auf gleichen Punkt erkältete Luftschicht zur Sättigung und Ausscheidung gelange. Sei t die Temperatur der äussern Luft, E der Sättigungsdruck derselben; hingegen müsse der Körper auf den beobachteten Thaupunkt t' (470) herabgebracht werden, wozu der Sättigungsdruck e gehört, so ist die relative Feuchtigkeit $e:E$ bekannt.

Daniell erkältet eine Glaskugel A (Fig. 293), die mit einem glänzenden vergoldeten Ring a zur Beobachtung der ersten Thauausscheidung und mit einem Thermometer b versehen ist, das den Thaupunkt angibt. Sie enthält Aether, der nach der zweiten, aussen durch Aetherverdunstung abgekühlten Kugel B destillirt. Die Dampfbildung in A bewirkt Erkältung, und man liest das Thermometer a in dem Augenblicke ab, wo der Goldring sich trübt, während das Thermometer c die Temperatur der Luft anzeigt.

Die Unsicherheit liegt hier an der Abweichung der innern Temperatur des Thermometers von derjenigen der äussern Glasfläche, und an der Schwierigkeit, die allererste Trübung zu erkennen. Bewegung der Luft und Nähe des Beobachters wirken gleichfalls störend; zudem vermag man bei sehr trockner Luft die Temperatur nicht immer bis auf den Thaupunkt zu erniedrigen. Diesen Uebelständen zu begegnen, nimmt Régnault für sein Condensations-Hygrometer ein ganz dünnes Platingefäss a (Fig. 294), dessen Temperatur Innen und Aussen als gleich gelten kann; bewirkt eine beliebige Verdunstung, indem er mittelst eines Aspirators c Luft aus der Röhre b durch die Aethermasse saugt, wodurch die Dämpfe sofort fortgerissen werden; beobachtet die Temperaturen der Luft und des Thaupunktes an zwei ganz gleichen und gleich umschlossenen Thermometern c, d, von denen das zweite in einem Behälter ohne Aether sich befindet; und regulirt endlich die Temperatur durch Aenderung des Ablaufhahnes e am Aspirator, bis das Entstehen und Verschwinden des Hauches genau erreicht ist. Die Thermometer werden aus der Ferne mittelst Fernrohr beobachtet.

484. Das Psychrometer. — Da die freie Verdunstung des reinen Wassers mit dem bis zur Sättigung fehlenden Dampfdruck $E - e$ (464) proportional ist, so wird auch die Verdunstungskälte (473) davon abhängen. Stellt man also zwei identische, sehr empfindliche Thermometer A, B (Fig. 295) neben einander auf, das erste trocken, das zweite mit Zeug überzogen und durch schwachen Wasserzufluss von a her nass erhalten, so wird die Differenz beider, constant geworden, mit e zusammenhängen.

August, der Erfinder des Psychrometers, hat auf theoretischem Wege, unter der Voraussetzung, dass die anliegende Luftschicht die Temperatur des Wassers annehme und sich vollständig sättige, eine Formel aufgestellt, welche e aus den Temperaturen t , t' des trocknen und nassen Thermometer s, dem zu t' gehörenden Drucke der Sättigung E (450) und dem die Verdunstung bedingenden Barometerstande b berechnen lässt.

$$e = E - 0,429 \frac{t - t'}{610 - t'} \cdot b$$

E, b sind in Millim., t, t' in hunderttheiligen Graden ausgedrückt.

Régnault verglich die Ergebnisse der Formel mit zahlreichen Bestimmungen nach dem Absorptionsverfahren (481) und fand, dass die Resultate sich mit der Freiheit oder Abgeschlossenheit des Raumes, mit der Ruhe oder Bewegung der Luft erheblich verändern. Entspricht das Psychrometer desshalb auch nicht allen Anforderungen äusserster Genauigkeit, so kann es dennoch als das einfachste und praktisch brauchbarste der genauern Hygrometer bezeichnet werden. Meist genügt dann auch die einfachere Formel

$$e = E - k (t - t') b$$

sobald dem Coefficienten k je nach der Oertlichkeit folgende Werthe gegeben werden:

Kleine, geschlossene Zimmerräume	$k = 0,00128$
Grosse, geschlossene Säle	0,00100
Saal mit offenen Fenstern	0,00077
Geschlossene Höfe, zwischen Gebäuden	0,00074
Freie Gegend, ohne Wind	0,00090

Cap. 8. Thermodynamische Maschinen.

485. Das Wesen der Kreisprozesse. — Anknüpfend an die (426) entwickelten Vorstellungen, bezeichne V das Volumen irgend eines Körpers unter dem Drucke p und bei der absoluten Temperatur T . Aendern sich die letztern Grössen um δp und δT , so ändere sich die erstere um δV . Nun kann diese Aenderung unter Mittheilung oder Entziehung von Wärme, durch Erhöhung oder Erniedrigung des Druckes auf verschiedenem Wege zu Stande gebracht werden; sobald aber der Endzustand des Körpers identisch der gleiche ist, nämlich ein Volumen $V + \delta V$ bei $p + \delta p$ und $T + \delta T$, haben auch 1) die innere Arbeit, 2) die gewonnene lebendige Kraft der offenen, 3) diejenige der verborgenen Bewegung um gleich viel variirt und $\delta Q_i, \delta Q_o, \delta Q_v$ haben den gleichen Werth. Es muss daher auch $\delta Q - \delta Q_a$ (426), d. h. der Ueberschuss der von Aussen mitgetheilten Wärme (mit Einschluss der mitgetheilten Arbeit) über das Aequivalent der nach Aussen geleisteten Arbeit für alle Wege einen gleichen Werth haben.

Für zwei solcher Wege erhält man also

$$\delta Q - \delta' Q = \delta Q_a - \delta' Q_a = A (\delta R - \delta' R) \quad (1)$$

wenn $\delta R, \delta' R$ die geleisteten äussern Arbeiten, A das Wärmeäquivalent der Arbeitseinheit (418) (0,00236 nach Joule) bezeichnen.

Denkt man sich die zweite Umwandlung, nachdem die erste vollendet, umgekehrt angewandt, so führt sie das Volumen $V + \delta V$ bei $p + \delta p$ und $T + \delta T$ wieder auf V bei p und T zurück; $\delta' Q$ ist dann eine entzogene Wärme, $\delta' R$ eine erlittene Arbeit. Die bei einem solchen vollständigen Kreisprozess, welcher den Körper in seinen Anfangszustand zurück versetzt, definitiv mitgetheilte Mehrwärme spricht sich ganz in der definitiv geleisteten äussern Arbeit aus. Wel-

cher Körper dabei auch dient, ein gleicher Wärmeverbrauch verschafft ein gleiches Maass disponibler Arbeit.

Durch den Kreisprozess wurde ferner, während die Wärme $\delta Q - \delta' Q$ sich in Arbeit umsetzt, eine Wärme $\delta' Q$ ausserdem bei der ersten Operation von einer Wärmequelle her aufgenommen und bei der zweiten an einen kältern Körper abgegeben, also von einem wärmeren an einen kältern Körper übertragen. Die beiden Wärmeeinheiten, der umgesetzte und übertragene, müssen nothwendig ein bestimmtes nur von der Temperatur T der Aufnahme und T' der Abgabe abhängiges Verhältniss haben. Denn könnte man mit gleichem Wärme- oder Arbeitsverbrauch durch den einen Kreisprozess eine kleinere Wärmemenge übertragen, als durch einen zweiten, so liesse sich der zweite zur Zurückführung einer grössern Menge benutzen; man gäbe der Wärmequelle ohne Verbrauch von Wärme oder Arbeit einen Wärmegewinn, was natürlich unmöglich ist.

Jenes Verhältniss, dessen Constanz zuerst von Carnot und Clapeyron angenommen wurde, lässt sich aus dem Verhalten der permanenten Gase bestimmen. Man findet

$$\frac{\delta Q - \delta' Q}{\delta' Q} = \frac{T - T'}{T'} \text{ oder } \frac{\delta Q}{\delta' Q} = \frac{T}{T'} \quad (2)$$

Die aufgenommenen und abgegebenen Wärmemengen verhalten sich wie die absoluten Temperaturen, bei welchen es geschieht.

485. Thermodynamische Maschinen. — Die Beziehungen (1) und (2) gelten allgemein für vollständige Kreisprozesse, nicht bloss für solche mit kleinen Aenderungen. Setzt man daher für δQ , $\delta' Q$ einfach Q , Q' , unter der Annahme, dass diese Wärmen bei den constanten Temperaturen T , T' zu- und abfliessen, so hat man

$$\frac{Q}{Q'} = \frac{T}{T'} \text{ und } Q - Q' = A R$$

daraus also

$$R = \frac{Q}{A} \cdot \frac{T - T'}{T'} \text{ oder } \frac{Q'}{A} \cdot \frac{T - T'}{T'} \quad (1)$$

Wäre der Kreisprozess kein vollständiger, so befände sich der Körper am Ende in einem von dem anfänglichen abweichenden Zustande. Es ist als hätte man dem Körper erst eine Wärme Q' (oder Arbeit) mitgetheilt, um ihn direkt in den Endzustand zu versetzen, und dann erst den vollständigen Kreisprozess vollzogen. Die disponible Arbeit ist dann nur

$$R = \frac{1}{A} (Q - Q'') \quad (2)$$

Endlich geht bei allen wirklichen Vorrichtungen Wärme oder Arbeit, oder Beides zusammen, an fremde Körper und Hindernisse verloren. Seien q , r diese Verluste während des ganzen Kreisprozesses; die disponible äussere Arbeit reduzirt sich dadurch noch weiter auf

$$R = \frac{1}{A} (Q - Q'' - q) - r \quad (3)$$

Das sind die Grössen, welche bei jeder thermodynamischen Maschine, bestimmt Wärme in nützliche Arbeit umzusetzen, in Betracht fallen. Man sieht, dass der Ausdruck (1) das ideelle Arbeits-Maximum darstellt, das überhaupt durch Uebertragung einer Wärmemenge Q' durch einen Körper von der Temperatur T auf eine andere T' zu erhalten möglich ist.

Der übertragende Körper entlehnt seine Wärme von einem andern, der nothwendig eine höhere Temperatur als T , z. B. (T) , haben muss. Diese Uebertragung einer Wärmemenge Q von einem Körper mit der Temperatur (T) auf einen andern mit T könnte man sich durch einen vollständigen Kreisprozess bewerkstelligt denken und würde dann eine Arbeit leisten und eine Wärme verbrauchen, die nach (1) sind

$$(R) = \frac{Q}{A} \cdot \frac{(T) - T}{T} \text{ und } (Q) = Q \frac{(T) - T}{T} \quad (4)$$

Diese Arbeit (oder Wärmemenge) ist bei einer solchen Uebertragung unbenutzt geblieben, also als Verlust zu betrachten. Bei jeder direkten Uebertragung von Wärme von einem heissen an einen kältern Körper fiedet demnach ein Verlust statt, welcher der übertragenen Wärmemenge Q proportional und um so kleiner ist, als die Temperaturen höher sind und weniger abweichen.

Hat man bei einer thermodynamischen Maschine die ganze Wärme-Economie im Auge, so müssen auch diese Verluste, die bei der Aufnahme und Abgabe von Seiten des wirksamen Körpers eintreten, in Anschlag gebracht werden.

486. Die mechanische Wirkung der Dampfes. — In den Dampfmaschinen ist Wasserdampf der übertragende Körper. Er kann im Allgemeinen auf doppelte Weise wirken: 1) während seiner Bildung, indem er unter dem gleichbleibenden Drucke der Sättigung p bei der constanten Temperatur T sein Volumen, der gebildeten Dampfmenge proportional (446), langsam vergrössert; 2) nach Abschluss vom Kessel, indem er ohne weitere Dampfbildung, unter abnehmendem Drucke von p auf p' sich expandirt.

1) Sei v das Volumen der Gewichtseinheit Wasser bei der Temperatur der Dampfbildung T , V das Volumen des mit dem Sättigungsdrucke p entstehenden Dampfes, so leistet die Verdampfung der Gewichtseinheit (1 Kil.) Wasser die äussere Arbeit.

$$R' = p (V - v) \quad (1)$$

Das Volumen des Wassers v kennt man genau nur bis 100^0 (379); die Aenderungen desselben können indess als klein vernachlässigt werden und man kann in Cubikmeter setzen $v = 0,001$. Oft sogar vernachlässigt man v gegen V .

Das Volumen des gesättigten Dampfes V in Cubikmeter lässt sich aus der von 0^0 an gerechneten gewöhnlichen Temperatur mit Hülfe der Formel von Clausius (457) berechnen. Wird der Druck p statt in Millimeter Quecksilber in Kilogramm auf ein Quadratmeter berechnet,

so hat man den dortigen Ausdruck $E \cdot V$, hier $p V$, mit $\frac{10333}{760}$ zu multiplizieren, und erhält dadurch in Kil.Meter

$$R' = p (1 + 0,003665 \cdot t) (13290,4 - 441,737 \cdot 1,00716^t) - p v \quad (2)$$

Die erforderliche Wärmemenge ergibt sich aus derjenigen zur Erwärmung des Wassers von seiner Anfangstemperatur t'' bis t und aus der Verdampfungswärme bei t mit Hülfe der (405) und (475) von Régnault gegebenen Tafeln, nämlich

$$Q = c (t'' - t) + L \quad (3)$$

oder in Zahlen

$$Q = 606,5 + 0,305 t - t'' - 0,00002 t''$$

2) Die Berechnung der Arbeit, während der blossen Expansion von einem Drucke p , Volumen V , auf einen tiefern p' , Volumen V' , hängt von veränderlichen Grössen ab. Diese Arbeit besteht aus einer Summe kleiner Anwächse $p \delta V$ von dem einen zu dem andern Endzustande.

$$R' = S (p \delta V)$$

Wäre der Dampf ein permanentes Gas, z. B. atmosphärische Luft, so fänden, unter der Voraussetzung einer für Wärme undurchdringlichen Hülle, die Beziehungen (2) (420) ihre Anwendung. Durch Vergleichung mit dem Normalzustande, für welchen $p = 10333$ Kilogramm, $V_0 = 0,77353$ Cubikmeter (418), $T_0 = 273,4$ hätte man nach Formel II von V bis V'

$$p = p_0 \left(\frac{V_0}{V} \right)^k \text{ also } S (p \delta V) = \frac{p_0 V_0^k}{k-1} \left(\frac{1}{V^{k-1}} - \frac{1}{V'^{k-1}} \right)$$

oder noch einfacher durch Einführung der absoluten Temperaturen

$$S (p \delta V) = \frac{p_0 V_0}{(k-1) T_0} (T - T') \quad (4)$$

Bei Dämpfen gelten aber diese einfachen Beziehungen zwischen p , V und T nicht mehr; dazu kommt, dass bei Ausdehnung des gesättigten Dampfes ohne Wärmezufuss von Aussen (478) der Raum übersättigt sein wird und Wasser ausscheidet, wodurch das Dampfgewicht sich verändert.

Clausius beweist, dass alsdann, nach der Expansion, ein Dampfgewicht zurückbleibt, das genähert ist

$$\varpi = \frac{T'}{L} \left(\frac{L}{T} - c m \lg \frac{T'}{T} \right) \quad (5)$$

wo c die specifische Wärme des Wassers, nahe Eins, ist (405) und $m = 2,302585$ den Modulus der gemeinen Logarithmen bezeichnet; L und L' sind die Verdampfungswärmen bei den gewöhnlichen Temperaturen t , t' oder den absoluten T , T' . Das condensirte Wasser ist $1 - \varpi$.

Für die geleistete Arbeit erhält man aber

$$R' = S (p \delta V) = \varpi p' (V' - v) - p (V - v) + \frac{1}{A} [L - \varpi L' + c(T - T')] \quad (6)$$

Die beiden Ausdrücke (2) und (6) geben die ganze äussere Arbeit, wenn 1 Kil. Wasser bei $T = 273,4 + t$ verdampft und von T auf T' ohne Aufnahme oder Abgabe von Wärme sich expandirt.

488. Der Kreisprozess der Dampfmaschine. — Um den Kreisprozess der Dampfmaschine bei regelmässigem Gange, dem einzigen, auf den es ankommt, deutlich zu machen, sei A (Fig. 296) schematisch dargestellt, der Generator des Dampfes (Kessel), der für jede Kolbenbewegung das Dampfgewicht P liefern muss. Im Kessel wurde das Wassergewicht P von der Temperatur t'' , mit der es eintrat, erst auf die constante Temperatur t des Kessels erhitzt und dann bei dieser Temperatur in das Dampfvolumen $P \cdot V$ (V ist immer das Volumen der Gewichtseinheit) verwandelt, welches bei hinlänglich starker Entwicklung als gesättigt zu betrachten ist. Da das Wasser im Kessel auf gleicher Höhe erhalten wird, geht das ganze Dampfvolumen in den Cylinder B über und wirkt mit dem Sättigungsdrucke p zur Bewegung des Kolbens, abgesehen von allfälligen Abkühlungen im Dampfrohr und Cylinder. Hat der Cylinder den Querschnitt a , so durchläuft der Kolben eine Länge l' , für welche

$$a l' = P \cdot V$$

und es wird dabei eine Arbeit geleistet

$$R' = P \cdot p \cdot V. \quad (1)$$

Am Ende der Verschiebung l' wird der Zufluss des Dampfes nach dem Cylinder geschlossen und die übrige Bewegung bis zur Grenze der Kolbenbahn l durch Expansion zu Stande gebracht. Das Volumen des Dampfes wird dabei auf V' steigen, Druck der Sättigung und absolute Temperatur dagegen werden auf p' und T' sinken. Denkt man sich auch jetzt den Cylinder selbst als undurchdringlich für Wärme, so wird ein Wassergewicht $P(1 - \varpi)$ condensirt, das den Raum $P(1 - \varpi)v$ einnimmt, und die geleistete Arbeit beträgt nach (6) in (486)

$$R'' = P \cdot \varpi \cdot p' (V' - v) - P p (V - v) + \frac{P}{A} [L - \varpi L' + c(T - T')] \quad (2)$$

Nachdem der Kolben seine ganze Bahn durchlaufen, da dann

$$a l = P \varpi V' + P(1 - \varpi)v$$

wird der Cylinder mit dem Condensator C in Verbindung gesetzt, welchen man durch Abkühlung auf der tiefern Temperatur t'' , Sättigungsdruck p'' , erhält. Der Cylinder entleert sich und der Dampf erleidet die dem Volumen $a l$ entsprechende Arbeit.

$$R''' = - P \varpi p'' V' - P(1 - \varpi)p'' v \quad (3)$$

Nun muss das Wasser, das sich vollständig im Condensator befindet, mittelst der Alimentationspumpe D unter dem Drucke p'' weggezogen werden, was einer geleisteten Arbeit

$$R^{IV} = P p'' v \quad (4)$$

gleich kommt, und schliesslich wieder unter dem Drucke des Kessels p in diesen geschafft werden, wobei er die Arbeit

$$R'''' = - P p v \quad (5)$$

erleidet.

Damit ist der Kreisprozess vollendet und Alles wieder in den gleichen Zustand versetzt, wie zu Anfang. Die definitiv geleistete Arbeit wird die algebraische Summe der vorigen fünf Arbeiten sein, folglich nach Weglassung der sich aufhebenden Glieder

$$R = P \varpi (p' - p'') (V' - v) + \frac{P}{A} [L - \varpi L' + c (T - T')] \quad (6)$$

Den Werth von ϖ in T und T' liefert die Gleichung (5) in (487).

489. Fortsetzung. — Was die Wärme betrifft, die mitgetheilt werden muss, so besteht sie 1) aus dem zur Verdampfung der P Kil. bei T , und 2) aus dem zur Erwärmung von P Kil. Wasser von T' auf T erforderlichen Antheile. Sie ist also

$$Q = P [L + c (T - T')] \quad (7)$$

Nach der Expansion enthält der Cylinder das Dampfgewicht $P \varpi$, mit dem Volumen $P \varpi V'$, dem Sättigungsdruck p' und der Temperatur T' , überdiess das bei der Expansion ausgeschiedene Wassergewicht $P (1 - \varpi)$ mit dem Volumen $P (1 - \varpi) v$ und der Temperatur T' . Für die Verdichtung des erstern bei T'' und die Abkühlung des zweiten von T' auf T'' wird eine Wärmemenge entzogen

$$Q' = P [\varpi L'' + c (1 - \varpi) (T' - T'')] \quad (8)$$

Die Differenz

$$Q - Q' = P [L - \varpi L'' + c (T - T' + \varpi T' - \varpi T'')] \quad (9)$$

bezeichnet den Wärmeverbrauch der Maschine.

Man kann zwei Grenzfälle hervorheben: 1) wenn keine Expansion statt hat, da dann $p' = p$, $T' = T$, $L' = L$, $\varpi = 1$. Die Ausdrücke (6) und (9) werden

$$R = P (p - p'') (V - v) \text{ und } Q' - Q = P [L - L'' + c (T - T'')] \quad (10)$$

2) wenn die Expansion möglichst weit, nämlich bis auf den Zustand des Condensators getrieben wird. Man hat dann $p' = p''$, $T' = T''$, $L' = L''$ und erhält durch Einführung des Werthes von ϖ (486).

$$R = \frac{P}{A} [(T - T'') \left(\frac{L}{T} + c \right) + c m \cdot T'' \lg \frac{T'}{T}] = \frac{Q - Q'}{A} \quad (11)$$

In diesem Falle einzig entspricht die wirklich geleistete Arbeit der ganzen verbrauchten Wärme und kann die Maschine mit Beziehung auf Benutzung der in ihr wirkenden Wärme als vollkommen betrachtet werden.

490. Die Watt'sche Dampfmaschine. — In alle Einzelheiten des Baues der Dampfmaschine einzugehen, gehört nicht in die Physik, nichts desto weniger dürfte es angemessen sein, die Theile anzuführen, aus denen zwei Haupttypen von Dampfmaschinen, die ältere doppeltwirkende Maschine von Watt und die neuern Locomotivmaschinen, zusammengesetzt sind. Diese Theile ordnen sich unter 4 Classen: 1) solche zur Erzeugung des Dampfes; 2) solche zur Verwendung desselben; 3) zur Umwandlung der Kolbenbewegung; 4) zur Regulirung des Ganges der ganzen Maschine.

Fig. 297 stellt eine vollständige Watt'sche Maschine dar.

1) Theilung zur Erzeugung des Dampfes.

Der Kessel A nimmt mit seiner dem Feuer ausgesetzten Fläche, der Feuerfläche, Wärme auf. Von der Hitze des Feuerraumes B,

welche im Feuer selbst wohl auf 1200° , in der verbrannten Luft auf 800° steigt, vermag 1 Quadratmeter Feuerfläche die Wärme aufzunehmen, welche zur Erwärmung und Verdampfung von 20—35 Kil. per Stunde genügt. Man vergrössert dieselbe theils durch Siederöhren, theils durch innere, die verbrannte Luft führende Röhren.

Zum Kessel gehören: 1) ein Anzeiger des Wasserstandes a, da das Wasser ohne Gefahr nicht unter die Grenze der Feuerfläche sinken darf; 2) Sicherheitsventile b und Sicherheitsplatten; erstere öffnen sich, wenn der Druck die gewollte Grenze übersteigt, diese schmelzen, wenn die Temperatur des Druckmaximums erreicht wird; 3) Manometer, entweder Luftmanometer (156) oder Aneroidmanometer (204), zur Erkennung des Druckes; 4) eine Alimentationsverrichtung d, meist mit Selbstregulirung durch Schwimmer, zum steten Wiederersatz des verbrauchten Flüssigkeit.

2) Theile der Dampfverwendung.

Der Dampf gelangt durch das Dampfrohr C und die Dampföffnung e in die Steuerung D, von wo er in den durch den Mantel f vor Abkühlung geschützten Cylinder E vertheilt wird. Man wendet Hahn-, Ventil, am häufigsten gegenwärtig Schiebsteuerungen g an, Im Cylinder bewegt der Dampf den mit guter Liederung versehenen und mit seiner Stange h luftdicht durch die Stopfbüchse i gehenden Kolben k.

Vom Cylinder entweicht der Dampf durch das Abflussrohr l nach dem Condensator F, wo er theils dadurch verdichtet wird, dass letzterer in einem Wasserkasten G mit stets erneuertem kaltem Wasser steht, besonders aber dadurch, dass durch die Injectionsöffnung m kaltes Wasser in den Dampfraum selbst eingespritzt wird. Die Luftpumpe I saugt das Wasser (nebst Dampf und absorbirter Luft) aus dem Condensator weg. Da dieses Wasser 30° — 50° hat, wird ein Theil davon mittelst der Alimentationspumpe K nach dem Kessel zurückgeführt.

3) Theile zur Umwandlung der Bewegung.

Die geradlinigte Hin- und Herbewegung des Kolbens muss in der Regel in eine immer gleichgerichtete drehende einer Welle umgewandelt werden. Man lässt die Kolbenstange h, deren geradlinigte Bewegung, sei es durch Leitrollen, sei es durch das Parallelogramm von Watt L gesichert wird, auf den grossen Hebel oder Balancier M wirken. Dieser, eine Kreisbewegung hin und her annehmend, dient einerseits zur Bewegung der Kolbenstangen n, o, p der Luftpumpe I, der Alimentationspumpe K und der Kaltwasserpumpe N; anderseits zur Bewegung der Triebstange O, von welcher mittelst der Kurbel q die Welle P in immer gleichem Sinne gedreht wird.

4) Theile zur Sicherung des Ganges.

Zu diesen Theilen hat man zu rechnen: 1) das excentrische Rad r, von dessen verschiebbarem Ringe der Hebel hin und her bewegt wird, der die Schiebsteuerung D verstellt und dadurch den Ein- und Austritt des Dampfes auf beiden Seiten des doppelwirkenden Cylinders regulirt. — 2) Das durch die Welle mittelbar in Bewegung gesetzte conische Pendel Q (83). Es dient einerseits als Anzeiger

der Geschwindigkeit, mit der die Maschine arbeitet, anderseits (mittels einer von s ausgehenden Hebelvorrichtung) zur Stellung der Moderatorklappe e, durch welche die Ungleichheiten des Dampfzuflusses von der Geschwindigkeit selbst corrigirt werden. — 3) Das massive Schwungrad R, auf der Welle P befestigt, ist bestimmt die Ungleichheiten der Bewegung, die namentlich aus der ungleichen Wirkung der Triebstange O auf die Kurbel q und aus der Umkehr der Kolbenbewegungen entstehen, auszugleichen.

Ist noch die technische Arbeit, zu der die Maschine benutzt wird, eine gleichartige, so sind alle Bedingungen zur Herstellung eines vollkommen gleichförmigen Ganges vereinigt, da die Maschine sowohl die periodischen Ungleichheiten ihres Mechanismus, als die Wirkung der Unregelmässigkeiten der Feuerung von selbst aufhebt.

491. Die Locomotivmaschine. — Bei den beweglichen Locomotivmaschinen tritt eine Rücksicht in erste Linie, welche bei den festen Watt'schen Maschinen weniger wichtig ist, nämlich die Ersparniss an Raum und Gewicht. Man lässt vorerst den ganzen Balancier mit seinem nothwendig grossen Gerüste weg; verbindet die Kolbenstange des horizontal gelegten Cylinders direkt mit der Triebstange, welche ebenfalls unmittelbar den Krummzapfen an der Axe des einen Räderpaares in Drehung versetzt. — Man gibt zweitens die Condensation als zu umständlich auf, wodurch Wasserkasten, Condensator, Luft- und Kaltwasserpumpe wegfallen, und entladet den Dampf nach seinem Gebrauch direkt in die Luft. Diess entspricht einem Condensatordruck von 1 Atmosphäre und macht es nothwendig, wie es ohnehin die Kleinheit der Cylinder verlangt, unter hohem Druck von 5—10 Atmosphären zu arbeiten. — Endlich bedarf es des Schwungrades nicht mehr, da die bewegten Massen des Bahnzuges und ihre Geschwindigkeit bedeutend genug sind, um selbst als Bewegungsregulatoren zu dienen.

Die Theile einer solchen Maschine (Fig. 298) sind dann die folgenden:

1) Theile der Dampferzeugung.

Der Kessel A, nebst dem zur Aufnahme von Brennstoff und Wasser bestimmten Tender, bilden den Haupttheil der ganzen Maschine; die Kessel zu möglichster Benutzung der hohen Hitze eingerichtet, sind durchgehends Röhrenkessel, in welchen vorerst der ganze Feuerraum B, die Seite des Rostes a ausgenommen, von Wasser umschlossen ist, zweitens Flamme und verbrannte Luft durch eine grosse Zahl Röhren b nach dem Kamine C geführt werden. Der zu einer lebhaften Verbrennung erforderliche Zug wird namentlich auch durch die Entladung des benutzten Dampfes c in das Kamin erhöht. d ist der Wasserstandzeiger, e das Manometer, f die Sicherheitsklappe, g der von Hand geführte Moderator an dem Dampfrohre D.

2) Theile zur Verwendung des Dampfes.

Beiderseits am Kessel befinden sich die verhältnissmässig kleinen, aber unter hohem Druck arbeitenden Cylinder E; sie sind doppelwirkend und ihre Kolbenbewegungen weichen überdiess, zur Erzielung

grösserer Gleichmässigkeit, um eine Viertelsbewegung ab. Die Steuerung h ist eine Schiebsteuerung, den Dampf vom Rohre D empfangend und nach c in das Kamin entladend; sie gestattet durch eine Hebelumstellung l das Vor- und Rückwärtsfahren und ebenso eine beliebige Veränderung im Umfange der Expansion.

3) Theile zur Verwandlung der Bewegung.

Sie reduzieren sich auf die einfache Triebstange F , die mittelst der Kurbel i direkt die Axe der festen oft zu zwei gekuppelten Räder G bewegt.

4) Theile der Regulirung.

Sie beschränken sich auf den von Hand gestellten Moderator e , und die sehr verschiedenartig gebaute Hebelvorrichtung k der Steuerung h , durch welche Dampfvertheilung und Expansion regulirt werden.

492. Allgemeine Bemerkungen. — In der oben erläuterten Theorie ist einer Reihe von Umständen keine Rechnung getragen, die auf die Benutzung des Dampfes einen gewissen Einfluss haben, aber selten genau in Anschlag zu bringen sind. Die Temperatur des Cylinders steht merklich tiefer als die des Kessels, daraus geht schon auf dem Wege nach ersterem eine partielle Condensation und eine Abnahme des Druckes hervor. Anfangs gelangt der Dampf in den immer vorhandenen schädlichen Raum der bei T mit ungesättigtem Dampfe vom Condensatordrucke p'' erfüllt ist. Weicht der Kolben zu leicht, so kann es geschehen, dass der Dampf nicht genugsam nachströmt, um den Raum stets gesättigt zu halten. Zugleich indess wird Wasser mitgerissen, dessen Verdampfung die Sättigung befördert, die Wassermenge des Cylinders aber $P(1 - \omega)$ verändert. Die Expansion endlich kann ohne unmässige Vergrösserung des Cylinders lange nicht so weit getrieben werden, als eine vollkommene Maschine (488) es verlangt. Bei der Condensation kann der Druck der Sättigung nicht plötzlich von p' auf p'' herabsinken, es tritt im heissen Cylinder ein veränderlicher Zustand mit unvollkommener Sättigung ein, je nach der Geschwindigkeit der Kolbenbewegung verschieden.

Eine weit grössere Kraft als durch diese Umstände und die unvermeidlichen Reibungen der bewegten Theile geht aber beim Uebergang der Wärme von dem Feuerraume in den Kessel verloren. Hat jener z. B. eine Temperatur 1000^0 , dieser aber 110^0 , 145^0 oder 180^0 , den gewöhnlichen Grenzen der üblichen Maschinen, und der Condensator endlich eine solche von 40^0 , so entsprechen diesen Zahlen absolute Temperaturen von $(T) = 1273^0,4$, $T = 383,4$, $418,4$ und $453,4$, und $T' = 313,4$. Der unnütze Wärmeverbrauch bei Aufnahme von Q Wärmeeinheiten von Seiten des Kessels, und die Wärme des Maximums der möglichen Arbeit werden sein (485)

$$(Q) - Q = Q \cdot \frac{(T) - T}{T} \quad \text{und} \quad Q - Q' = Q \cdot \frac{T - T'}{T}$$

ihr Verhältniss also

$$\frac{(Q) - Q}{Q - Q'} = \frac{(T) - T}{T - T'}$$

Für die vorgenannten Temperaturen erhält man, wenn $Q = 1$

Temperatur des Kessels t	110°	145°	180°
Verlorene Wärme des Feuers	2,321	2,045	1,809
Wärme des Maximums der Arbeit	0,156	0,251	0,309
Verhältniss beider	12,714	8,145	5,857

Daraus erklärt sich, dass die Hauptverbesserungen der thermodynamischen Maschinen in der neuern Zeit darauf gerichtet sind, den Zwischenraum $(T) - T$ kleiner und denjenigen $T - T'$ grösser zu machen, d. h. die Wärme bei höherer Temperatur des thermisch wirksamen Körpers aufnehmen zu lassen. Bei gesättigtem Dampfe ist dieses, des ungeheuern Druckes wegen, kaum möglich; daher die Versuche, sei es überhitzten oder ungesättigten Dampf (454), sei es in den calorischen Maschinen erhitzte Luft zur Anwendung zu bringen. Freilich aber, soll bei höherer Temperatur in gleicher Zeit ein gleiches Quantum Wärme aufgenommen werden, so muss die Feuerfläche (die aufnehmende Fläche) in dem Verhältniss grösser genommen werden, als $(T) - T$ kleiner wird. Man hat daher, nicht ohne Vortheil, die Mittheilung und Endziehung der Wärme statt durch stets begrenzte Gefässwände, mittelst Sieben, durch welche der Dampf oder das Gas strömen, zu bewerkstelligen gesucht. Immerhin fehlt es bis jetzt an bestimmten, praktisch erprobten Normen über die Anwendung dieser Verbesserungen.

3. Chemische Veränderungen.

Cap. 9. Die schwächern Wirkungen.

493. Vorbemerkung. — Obschon die chemischen Prozesse an sich nicht zur Physik gehören, werden sie dennoch von Erscheinungen begleitet, die rein physikalischer Natur sind, als Beweis, dass zwischen den Vorgängen, welche bis auf die letzten Gruppen zusammengehörender Atome eindringen (356), und denjenigen, in welchen ohne Aenderung der Substanz bloss die Aggregation betroffen wird, allerdings Analogien bestehen. Offenbar müssen die Gesetze der Mechanik oder Kraftäusserungen einerseits, die Grundvorstellungen über Materie und Aether andererseits, sollen sie auf allgemeine Gültigkeit Anspruch machen, auch die chemischen Prozesse umschliessen, oder wenigstens einen Spielraum zur Erklärung derselben bieten.

Vor allem steht die Wärme in nächster Beziehung zu der chemischen Thätigkeit; selten erfolgt eine chemische Aenderung, Verbindung oder Zersetzung, bei welcher nicht Temperaturänderungen, d. h. Entwicklungen oder Vernichtungen von Wärme beobachtet werden. So erzeugt die Mischung von Schwefel- oder Salpetersäure mit Wasser eine bedeutende Wärme, während umgekehrt Kochsalz und Schnee Erkältung zur Folge haben. Die Oxydation des Kaliums auf Wasser, die Benetzung des chlorsauren Kali's mit Schwefelsäure, die Mischung von Terpentin (30 Th.), rauchender Salpetersäure (45 Th.) und concentrirter Schwefelsäure (15 Th.) veranlassen Erhitzungen, die bis zur Entzündung brennbarer Stoffe steigen. Theoretisch ausgedrückt, üben die Kräfte, welche die Atome vereinigen oder trennen, einen bedeu-

tenden Einfluss auf die Bewegung derselben aus. Hinwieder aber variiert die Energie der chemischen Affinität nach unbekannten Gesetzen mit der Temperatur und wir sehen bei dem einen Wärmegrad Prozesse eintreten, welche ein anderer nicht gestattet.

Bedeutend verwickeln sich endlich die chemisch-thermischen Erscheinungen dadurch, dass in Folge derselben physikalische Aenderungen, Ausdehnungen oder Zusammenziehungen, Aenderungen der Aggregation, der specifischen Wärme u. s. f. sich zeigen, welche gleichfalls Kraft oder Wärme in Anspruch nehmen. Wenn z. B. Kochsalz im Wasser sich auflöst, Kohle zu Kohlensäure verbrennt, wird ein Theil Wärme verbraucht, um die Cohäsion des festen Salzes, der festen Kohle zu lösen, dem Wasser und Sauerstoff gleichsam den Zugang zu den innern Theilen zu öffnen. Man ist leider selten im Falle, den Kraft- oder Wärmeantheil solcher Nebenerscheinungen gehörig zu werthen, und erhält daher die Wirkungen der chemischen Thätigkeit weder rein noch vollständig. Doch sieht man ein, dass wo die beiden Bestandtheile und ihre Verbindung dem gleichen Aggregatzustande angehören, alle drei flüssig oder gasförmig sind, jene Nebeneinflüsse zurücktreten werden, — wesshalb wir mit diesen, den einfachsten Fällen, beginnen wollen.

494 Beobachtungsmittel. — Zur Messung der chemischen Wärme wurden ähnliche calorimetrische Mittel, wie bei der specifischen (395) und gebundenen Wärme (438), angewandt. Der Apparat von Thomsen z. B. zur Mischung zweier Flüssigkeiten bestand (Fig. 299) aus zwei für die beiden Flüssigkeiten bestimmten Gefässen A und B. Das obere hat eine mit Stangenventil a (165) versehene Abflussöffnung nach dem untern, daneben ein Thermometer b und einen Rührer c; das untere, durch doppelte oder dreifache Wand von äussern Einflüssen geschützt, enthält gleichfalls ein Thermometer d und einen Rührer e. Man kennt die anfänglichen Gewichte P , P' und die Temperaturen t , t' der beiden Flüssigkeiten und beobachtet nach vollendeter Mischung die Temperatur derselben T . Kennt man auch die specifischen Wärmen C , C' der beiden Flüssigkeiten, hat durch besondere Versuche mit warmem und kaltem Wasser, 1) das Wasseräquivalent p des Gefässes und der Nebentheile (398), 2) den mit dem Ueberschuss der Mischungstemperatur T über die Luftpumpe τ nahe proportionalen Verlust q ($T - \tau$) ermittelt, so findet man die chemische Wärmeentwicklung

$$Q = PC(T - t) + P'C'(T - t') + p(T - t) + q(T - \tau)$$

Bei ihren sehr umfassenden Messungen haben Favre und Silbermann für kleine Wärmemengen das bereits (476) beschriebene calorimetrische Thermometer (Fig. 291) zur Anwendung gebracht. Für stärkere Wärmeentwicklungen bedienten sie sich eines zusammengesetzten Apparates, der später erklärt wird.

Damit keine unbenutzten Theile zurück bleiben, werden die Substanzen natürlich nicht mit beliebigen Gewichten, sondern nach chemischen Aequivalentverhältnissen zur Anwendung gebracht. Die Gesamtwärme Q , dividirt durch das Gewicht P , gibt die Affinitätswärme

der Gewichtseinheit der Substanz *A*, bei Verbindung mit der Substanz *B*. Zur Abkürzung bezeichne man im Folgenden mit *Thomson* durch $(A, \mu B)$ die Wärmemenge aus der Verbindung von einem Aequivalent der Substanz mit μ Aequivalenten von *B*. Für *A* und *B* schreibt man direkt die chemischen Formeln der Stoffe. Der Ausdruck $Q = (S O_3 \cdot H O, \mu \cdot H O)$ bezeichnet z. B. die Wärme, welche ein Aequivalent der stärksten flüssigen Schwefelsäure ($S O_3 \cdot H O$) mit μ Aequivalenten Wasser ($H O$) entwickelt.

495. Die Verdünnung der flüssigen Hydrate. — Die aus der Verdünnung des ersten Schwefelsäurehydrates mit Wasser entstehende Wärme ist seit *Hess* mehrfach gemessen worden. *Favre* erhielt für eine Gewichtseinheit desselben und für ein Aequivalent (für $O = 1$, zu 6,125 angenommen) bei Vermischung mit verschiedenen Aequivalenten Wasser (1,125) die folgende Anzahl von Wärmeeinheiten (Gewichtseinheiten Wasser auf $1^0 C$).

Aequiv.	Wärmemenge		Aequiv.	Wärmemenge	
Wasser.	1 Gew.Einh.	1 Aequiv.	Wasser.	1 Gew.Einh.	1 Aequiv.
$\frac{1}{4}$	18,8	115,1	6	136,2	837,9
$\frac{1}{2}$	36,7	224,8	7	141,8	868,5
1	64,7	396,4	8	145,1	888,7
2	94,6	579,4	9	148,5	909,6
3	111,6	683,5	10	148,4	908,9
4	122,2	748,5	20	148,6	910,7
5	130,7	800,7			

Die Wärme wächst mit der Menge des Wassers, doch immer schwächer. *Thomson* beweist, dass noch jenseits 600 Aequivalenten eine geringe Wirkung statt hat, und setzt das Maximum für $\infty H O$ auf 1085 Wärmeeinheit. Die Zahlen folgen dem Gesetze

$$Q = \frac{\mu}{\mu + \alpha} \cdot C$$

wo μ die Zahl Wasseräquivalent darstellt, $\alpha = 1,7446$, $C = 1085$ zwei von den beiden Substanzen abhängige Constanten bezeichnen, deren letzte, da für $\mu = \infty$, $Q = 1805$ die Wärmemenge für sehr viel Wasser ist.

Andere lösliche Oxyde, Salpeter und Phosphorsäure, Kali und Natron, geben ähnliche Resultate, nur dass bei jedem derselben der asymptotische Gang der Wärmezunahme ein eigenthümlicher ist.

Während *Favre* die Wärmezunahme ($S O_3 \cdot H, \mu H O$) des ersten Schwefelsäure-Hydrates für veränderliche Mengen Mischwasser bestimmte, prüfte *Thomson* diejenige ($S O_3 \cdot \mu' H O, \infty H O$) verschiedener Hydrate mit sehr viel Wasser. Es ergab sich

		V		V		
<i>Favre</i>	$\mu = 1$	396	$\mu = 3$	683	$\mu = 5$	800
<i>Thomson</i>	$\mu' = 2$	378	$\mu' = 4$	393	$\mu' = 6$	280
		1074		1076		1080

Diese Zahlen sind als gleich zu betrachten und führen auf den Satz: durch welche Zwischenstufe *B* man auch von einem Hydrate *A* zu

einem höhern C gelangt, die Summe der ganzen entwickelten Wärme bleibt sich immer gleich. Man hat

$$(A, C) = (A, B) + (B, C)$$

Ebenso, wenn man von einem höheren Hydrate (A, C) (auf indirektem Wege) zu einem niedern (A, B) hinabsteigt, erhält man

$$(A, B) = (A, C) - (B, C)$$

eine Entziehung von Wärme, welche der Entwicklung bei Bildung von jenem aus diesem gleich ist.

496. Auflöslliche Salze. — Zuerst von Andrews, dann von Favre und Silbermann wurde die Wärmeentwicklung bei Bildung einer grossen Zahl auflösllicher Salze aus stark deluirten Säuren und Oxyden untersucht. Für 1 Aequivalent des Oxydes (immer $O = 1$ angenommen) erhielt Favre mit verschiedenen Säuren die folgenden Wärmemengen:

1 Aequivalent Oxyd.	Aequiv. Gew.	Schwefels.	Salpeters.	Salzsäure.	Essigsäure.
Kali	5,900	2010,4	1938,8	1957,0	1746,6
Natron	3,870	1976,2	1910,4	1891,0	1700,0
Amm. Oxyd	3,250	1836,2	1709,5	1692,0	1581,1
Baryt	9,560	—	1920,0	1913,2	1657,7
Kalk	3,500	—	2115,9	2122,7	1835,6
Magnesia	2,500	1805,0	1605,0	1652,5	1535,8
Mang. oxydul	4,447	1509,4	1356,4	1404,4	1247,7
Zinkoxyd	5,066	1306,9	1040,4	1038,4	965,0
Cadmiumoxyd	7,968	1280,0	1014,5	1001,1	943,2
Kupferoxyd	4,965	965,0	800,0	802,0	658,0
Nick. oxydul	4,697	1491,5	1306,2	1301,5	1155,6
Kob. oxydul	4,690	1472,5	1244,5	1296,7	1159,0
Bleioxyd	13,945	—	1155,0	—	896,0
Silberoxyd	14,500	—	775,7	—	—

Andrews hatte angenommen, dass 1 Aequivalent der verschiedenen Säuren mit dem nämlichen Oxyde die gleiche Wärme entwickelte. Diess Gesetz bewährt sich nicht. Alle Zahlen für Schwefelsäure sind grösser als die entsprechenden der Salpeter- und Salzsäure, diese hinwieder grösser als die der Essigsäure. Hingegen führt die Differenz der Wirkung zweier Säuren S, S' auf eine Zahl, die ohne Regel um einen Mittelwerth schwankt, so dass man angenähert hätte

$$(R, S) - (R, S') = (R', S) - R', S')$$

Und ähnlicher Weise für die Differenz zweier bestimmter Alkalien mit verschiedenen Säuren

$$(R, S) - (R', S) = (R, S') - (R', S')$$

Eine strenge Gleichheit kann man nicht erwarten, da man einzig die Wärmeentwicklung, nicht aber die innere Arbeit der Volumenänderungen in mehreren Fällen selbst der Aggregatsänderung, ins Auge gefasst hat.

Eine annähernde Bestätigung dieser Ausdrücke liefert die folgende von Favre und Silbermann gegebene Tafel über die bei direkter Verbindung verschiedener einfacher Körper mit Sauerstoff, Chlor, Brom, Jod, Schwefel (je mit 1 Aequivalent) entwickelten Wärmen. Diese

Zahlen, auf 1 Aequivalent des Stoffes berechnet ($O = 1$) ergaben sich indirekt aus verschiedenartigen Versuchen mit deluirten Auflösungen.

1 Aequiv. Metall.	Sauerstoff. (Oxyd.)	Chlor. (Chlorür.)	Brom. (Bromür.)	Jod. (Jodür.)	Schwefel. (Sulphür.)
Kalium	9530	12207	10726	9078	6375
Natrium	9189	11873	10400	8725	6043
Zink	—	7071	5597	3922	—
Eisen	—	6592	5106	3443	—
Wasserstoff	4308	5024	3550	1875	—
Blei	—	5273	3800	2125	—
Kupfer	—	4392	2924	1249	—
Silber	—	2393	920	755	—

Die Differenzen der entsprechenden Zahlen der horizontalen Reihen sowohl, als diejenigen der vertikalen Reihen, nähern sich der Gleichheit.

497. Unterschied der Säuren. — Thomsen mischte sehr diluirte Basen mit verschiedenen Aequivalenten sehr diluirter Säuren. Mit Natron z. B. bei Einwirkung von Schwefelsäure und Borsäure erhielt er:

Aequiv. Schwefelsäure.	1 Aequiv. Natron.	Aequiv. Borsäure.	1 Aequiv. Natron.
$\frac{1}{3}$	678	$\frac{1}{2}$	225
$\frac{2}{3}$	1332	1	454
1	1921	2	909
$1\frac{1}{2}$	1915	3	1253
2	1928	4	1309
4	1902	6	1415
		8	1459
		12	1468

Die Wärmemenge der starken Säuren, wie Schwefel-, Salpeter- und Chlorsäure, nimmt anfangs der Säure proportional zu, bis die Sättigung von 1 und 1 Aequivalent erreicht ist; von da an bleibt sie constant, als Beweis, dass die übrige Säure keine chemische Thätigkeit mehr äussert. Die schwachen Säuren hingegen, Bor-, Phosphor-, Kieselsäure verhalten sich gegen Natron ähnlich, wie gegen Wasser. Die Wärmemenge wächst, obgleich abnehmend, stets mit der Menge Säure.

Die starken Säuren vermögen die Salze der schwachen vollständig zu zerlegen; dabei entwickelt sich eine Wärmemenge, die um so viel von derjenigen der direkten Verbindung abweicht, als die Bildung des schwachen Salzes entwickelte, dass überdiess die Bildung einer Verbindung gleich viel Wärme entwickelt, als die Zerlegung wieder vernichtet, beweisen die folgenden von Favre erhaltenen Zahlen, auf ein Gramm Oxyd berechnet:

		Bildung.	Zerlegung.
Schwefelsaures	Mang.oxyd	723,7	719,9
»	Mang.oxydul	346,2	345,1
»	Eisenoxydul	306,7	302,5
»	Zinkoxyd	253,0	255,2
»	Kupferoxyd	194,5	193,8
»	Cadm.oxyd	160,3	157,2

498. Kälteerzeugung. — Die Schmelzung macht Wärme verschwinden, die Umwandlung in den festen Zustand entwickelt sie wie-

der. Sobald aber eine dieser Aenderungen den chemischen Prozess begleitet, wird die Wärmeentwicklung um die entsprechende Grösse vermindert oder vermehrt werden. Daraus erklärt sich die Temperaturerniedrigung bei Auflösung der meisten festen Salze. Zahlreiche Angaben hierüber sind von Graham, später von Favre und Silbermann, zusammengestellt worden. Eine Gewichtseinheit des kristallisirten Salzes absorbirte bei Auflösung in einer grossen Wassermenge die folgende Zahl von Wärmeeinheiten:

Schw.s. Kali	— 35,3	Chlorstrontium	— 24,9	Oxals. Kali	— 39,7
» Natron	49,1	Jodkalium	29,2	Saur. oxals. Kali	62,1
» Ammoniak	11,1	Bromkalium	37,8	Oxalsäure	67,0
» Calciumox.	24,1	Salpeters. Kali	70,5	Weinsaures Kali	17,3
» Bariumoxyd	64,4	» Natron	45,3	» Natron	25,2
» Eisenoxydul	12,1	» Ammoniak	65,9	Weinsäure	19,8
» Zinkoxyd	14,8	» Calciumox.	27,1	Essigs. Natron	28,1
Saur. schwef.s. Kali	25,6	» Stront. oxyd	41,2	» Calciumoxyd	3,5
Chlorkalium	51,9	» Bleioxyd	14,9	» Bleioxyd	14,8
» Natrium	8,9	» Silberoxyd	31,1	Saur. essigs. Kali	19,3
» Ammonium	65,1	Phosphors. Natron	52,3	Kohlens. Natron	52,7
» Calcium	15,3	Pyrophosph.s. Natr.	21,9	Saur. kohlens. Natr.	51,5

Nur die wasserfreien Chlorverbindungen von Zink, Eisen und Kupfer gaben Wärmeentwicklungen von + 92,2, 58,3 und 73,7.

Hierhin gehören denn auch die bekannten Kältemischungen aus Salzen mit Wasser, Schnee oder Säuren. In den folgenden Beispielen sind die Mengen nach Gewichtseinheiten, die Erkältungen von der Ausgangstemperatur nach Thermometergraden angegeben.

1) Wasser und Salze.

5 Salpeter, 5 Salmiak, 16 Wasser geben eine Erkältung von	220
1 salpetersaures Ammoniak, 1 Wasser	26
1 salpetersaures Ammoniak, 1 kohlensaures Natron, 1 Wasser	29
57 Kochsalz, 32 Salmiak, 10 Salpeter, 4 Wasser	15
5 Salmiak, 5 Salpeter, 8 Glaubersalz, 16 Wasser	26

2) Schnee und Salze.

1 Kochsalz, 2 Schnee	20
10 Kochsalz, 5 Salmiak, 5 Salpeter, 24 Schnee	28
2 Kochsalz, 1 Salmiak, 5 Schnee	24
5 Kochsalz, 5 Salpetersaures Ammoniak, 12 Schnee	31

3) Säuren und Salze.

3 Glaubersalz, 2 verdünnte Salpetersäure	29
6 Glaubersalz, 5 Salpetersaures Ammoniak, 4 verdünnte Salpetersäure	36
8 Glaubersalz, 5 Salzsäure	27
6 Glaubersalz, 4 Salmiak, 2 Salpeter, 4 verdünnte Salpetersäure	33
9 Phosphorsaures Natron, 4 verdünnte Salpetersäure	39
5 Glaubersalz, 4 Schwefelsäure	18

Nach gleichen Grundsätzen wird allemal, wo der chemische Prozess von der Auflösung eines festen oder der Gasentwicklung aus einem flüssigen Körper begleitet ist, ein Verlust an Wärme, allemal wo eine feste Verbindung sich ausscheidet oder ein Gas flüssig wird, ein Gewinn an Wärme eintreten.

499. Das Maass der Affinität. — Die bisher genannten und eine Menge anderer Thatsachen führen, unter Berücksichtigung des Verlustes

oder Gewinnes an Wärme aus den Aggregatsveränderungen, auf folgende allgemeine Sätze: 1) Die direkte chemische Verbindung zweier Stoffe entwickelt immer Wärme; — 2) die Gesamtwärme, welche die Verbindung zweier Stoffe entwickelt, bleibt definitiv die gleiche, auf welchem Wege, nämlich durch was für Zwischenprozesse man dieselbe zu Stande bringt; — 3) bei der Zerlegung einer Verbindung wird die nämliche Wärmemenge gebunden, welche bei ihrer Bildung entwickelt wird; — 4) die Wärmeentwicklung ist um so stärker, je lebhafter der chemische Prozess oder je energischer die chemischen Kräfte wirken.

Auf diese Erfahrungssätze namentlich stützt sich die mehrfach ausgesprochene Ansicht, dass die Wärmeentwicklung (A, B) , die sich für zwei gegebene Körper als eine gleichbleibende Grösse darstellt, als Maass für die chemische Affinität zwischen A und B betrachtet werden müsse. — (A, B) bezeichnet sodann die verschwindende oder gebundene Wärme bei Lösung der Verbindung, wenn die Veränderung den chemischen Kräften entgegen geschieht. Hat man $(A, B) > (A, C)$, so hat B grössere Affinität zu A , als C und vermag, falls keine Aggregatsveränderung im Wege steht, die Verbindung (A, C) zu lösen und (A, B) zu bilden, wobei sich eine Wärme entwickelt

$$Q = (A, B) - (A, C)$$

Mischen sich Aggregatsveränderungen ein, die zusammen eine Wärme L in Anspruch nehmen, so muss, damit Zersetzung erfolge $(A, B) > (A, C) + L$ und die Wärmeentwicklung ist die Differenz beider Glieder.

Ein anderes Beispiel: Befindet sich eine Verbindung $A B$ aufgelöst in dem Lösungsmittel E und wird durch $C D$, gleichfalls in E gelöst, durch Austausch der Bestandtheile zersetzt, so trennen sich $A B$ und $C D$ von E , dann A von B und C von D ; es verbinden sich wieder $A C$, und $B D$ unter sich und wieder mit E und diess mit einer Wärmeentwicklung

$$Q = (A, C) + (B, D) - (A, B) - (C, D) + (A C, E) + (B D, E) - (A B, E) - (C D, E)$$

wenn wenigstens die entstandenen Salze nicht weiter auf einander einwirken.

Soweit eine Prüfung möglich, scheinen sich diese Folgerungen zu bestätigen. Thomsen bemerkt z. B., dass für Wasserdampf bei 100^0 $(H, O) = 3626$, für die folgenden Metalle aber als R in (R, O) .

	Silber.	Quecks.	Kupfer.	Blei.	Eisen.	Zink.	Natrium.	Kalium.
(R, O)	316	1597	2394	3396	4131	5366	—	—

In der That zersetzen alle Metalle, für welche $(R, O) > (H, O)$, nämlich diejenigen bis und mit dem Eisen, den Wasserdampf. Für flüssiges Wasser hat man $(H, O, Aq) = 4343$ (Aq bezeichnet eine grosse Wassermenge). Für die obigen Metalle hingegen

(R, O, Aq)	374	1362	2240	3403	4195	5460	10493	10896
--------------	-----	------	------	------	------	------	-------	-------

Das Wasser wird von den Metallen zersetzt, die $(R, O, Aq) > (H, O, Aq)$ geben, was wieder der Erfahrung entspricht u. s. f.

500. Theoretische Betrachtungen. — Wenn einem Körper von Aussen weder Wärme noch Arbeit mitgetheilt, noch ihm entzogen wird, wie es bei den meisten chemischen Prozessen der Fall ist, so bewegen sich seine Wärmeerscheinungen, gemäss den Vorstellungen der mechanischen Wärmetheorie innerhalb der innern Arbeit und der lebendigen Kraft der offenen und verborgenen Bewegung (426) oder der früher mit δQ_i , δQ_o und δQ_v bezeichneten Aenderungen. Diese drei Grössen hängen aber ausschliesslich vom Anfangs- und Endzustande des Körpers ab und nicht vom Wege, auf dem der letztere aus dem ersteren gewonnen wurde. Daraus ergeben sich unmittelbar die beiden oben genannten Erfahrungssätze: 1) die Unabhängigkeit der entwickelten Wärme von dem Wege, auf dem die Verbindung zu Stande gekommen ist, 2) die Gleichheit der bei Bildung und Zerlegung einer Verbindung entwickelten und verschwindenden Wärme.

Man vernachlässige die verborgene Bewegung und denke sich den einfachsten Fall, dass ein Aequivalent zweier Körper A und B bei einer Temperatur T (von $-273,4$ an gezählt) sich chemisch verbinde. Bezeichnen a' , a'' die Aequivalentgewichte, u' , u'' die Schwingungsgeschwindigkeiten der offenen Bewegung, so sind (427)

$$Q'_o = \frac{A}{2g} a' u'^2, \quad Q''_o = \frac{A}{2g} a'' u''^2 \quad (1)$$

die als Wärme umgesetzten lebendigen Kräfte der beiden Aequivalente vor der Verbindung. Nach der Theorie von Thomsen, der einzigen, die bisher versucht worden ist, besteht nun das Resultat der Wirkung der chemischen Kräfte in der Vereinigung beider Bewegungen zu einer gemeinsamen, deren Geschwindigkeit u . Letztere bestimmt sich durch eine ganz ähnliche Ausgleichung, wie sie beim Stosse unelastischer Massen stattfindet (206), zu

$$u = \frac{a' u' + a'' u''}{a' + a''} \quad (2)$$

Mit dieser Geschwindigkeit schwingt die gemeinsame Masse $a' + a''$. Die Wärmeentwicklung, die als Maass der chemischen Wirkung oder Affinität zu betrachten ist, entspricht nun dem Gewinn an lebendiger Kraft, mit Zuzug der auf innere Arbeit verwendeten Wärmemenge Q_i und wird daher sein

$$Q = \frac{A}{2g} \left[\frac{(a' u' + a'' u'')^2}{a' + a''} - a' u'^2 - a'' u''^2 \right] + Q_i$$

was sich vereinfacht zu

$$Q = \frac{A}{2g} \cdot \frac{a' a''}{a' + a''} (u' - u'')^2 + Q_i \quad (3)$$

Nichts hindert für a' , a'' multipla $\mu' a'$, $\mu'' a''$ zu setzen, das heisst eine Verbindung anzunehmen, deren Aequivalent aus μ' Aequivalenten A und μ'' von B zusammengesetzt wäre. Dürfte man Q_i als klein vernachlässigen, wie es der Fall scheint, wenn der ganze Prozess im flüssigen Zustande ohne erhebliche Volumenänderung vor sich geht; setzt man ferner $\mu' = 1$, so erhält man einen Ausdruck

$$Q = \frac{\mu''}{\mu'' + a} \cdot C \quad (4)$$

wie die Mischung von 1 Aequivalent Schwefelsäure mit μ'' Aequivalent Wasser ihn wirklich ergeben hat (495). Die beiden Constanten sind

$$a = \frac{a'}{a''}, \quad C = \frac{A}{2g} \cdot a' (u' - u'')^2$$

hängen also von der Natur der Theile und ihrer Temperatur, nicht aber von der Zahl der Aequivalente Wasser ab.

Soll zugleich auf die Grundvorstellung der Atomistik (356) Bezug genommen werden, so besteht der chemische Prozess zwischen zwei Theilchen darin, dass durch die Anziehung derselben der von ihren Aetherhüllen herrührende Widerstand theilweise wenigstens überwunden und die Annäherung zu einem zusammengesetzten Atom mit gemeinsamer Hülle ermöglicht wird. Wo die Anziehung zur Ueberwindung des Hindernisses nicht genügt, erfolgt auch keine direkte Verbindung, wie z. B. zwischen N und O; möglich aber, dass es bei einer andern Temperatur, welche die Schwingungsgeschwindigkeiten näher rückt, der Fall ist. Kann man in jenem Fall auf Umwegen die Verbindung zu Stande bringen, so entspricht diesem Theil des Prozesses eine Verminderung der lebendigen Kraft, also ein Wärmeverlust. Die Verbindung selbst hat den Charakter eines labilen Gleichgewichtes, das von selbst oder durch geringe Umstände, z. B. durch Wärme, sich löst, wobei sich eben so viel Wärme erzeugt, als beim Schliessen der Verbindung verloren ging. Damit hätte man die Erklärung der Wärmeerzeugung bei Zersetzung explodirender Mischungen.

Diese Andeutungen genügen, um darzuthun, dass die Atomistik und die mechanische Wärmetheorie auch zur Anknüpfung und Erklärung der chemischen Prozesse Mittel darbieten.

501. Volumänderungen. — Eine der unaufgeklärtesten Seiten der chemischen Prozesse sind die aus ihnen hervorgehenden Volumenänderungen. Wenn die kleinsten (Molecule) der beiden Bestandtheile sich zu zusammengesetzten Theilchen vereinigen, so nimmt ihre Gesamtzahl nach einem bestimmten einfachen Verhältnisse ab, ihr individuelles Volumen wird grösser, ihre Entfernungen, auf die Mittelstellung der schwingenden Theilchen bezogen, ändern sich gemäss dem neuen Gleichgewichtszustande und damit ändert sich gleichfalls das Gesamtvolumen. In der That lehrt die Beobachtung, dass das Volumen der Mischung von der Summe der Volumina der Bestandtheile wesentlich abweicht.

Enthält die Gewichtseinheit einer Verbindung ein Gewicht p' des einen und $p'' = 1 - p'$ des zweiten Bestandtheiles, mit den specifischen Gewichten s', s'' vor der Mischung, so werden die Volumina v', v'' der Bestandtheile vor der Mischung und das specifische Gewicht S der Mischung ohne Volumänderung sein

$$v' = \frac{p'}{s'}, \quad v'' = \frac{p''}{s''}, \quad S = \frac{p' + p''}{v' + v''} = \frac{s' s''}{s' (1 - p') + s'' p'}$$

Würde man statt dessen s beobachten, so dass $1 : s$ und $1 : S$ die Volumina der Gewichtseinheit mit und ohne Volumenänderung sind, so

wären das veränderte Volumen v verglichen mit dem unveränderten und die Veränderung $1 - v$

$$v = \frac{1}{s} : \frac{1}{S} = \frac{S}{s} \text{ und } 1 - v = \frac{s - S}{s}$$

Zu den wenigen Substanzen, die gründlicher untersucht wurden, gehören wieder die Mischungen der Schwefelsäure mit Wasser (497). Langberg ging dabei von den zahlreichen Beobachtungen des specifischen Gewichtes aus, welche Ure und Parkes angestellt haben. Alle diese Mischungen zeigen eine Contraktion. In der unten folgenden Tafel bezeichnet s das specifische Gewicht einer Mischung aus 1 Aequivalent wasserfreier Schwefelsäure und μ Aequivalenten Wasser oder von $(S O_3 \cdot \mu H O)$, wobei p' der Gehalt der Gewichtseinheit an dem ersten Bestandtheile ist.

Jedes dieser Hydrate, mit mehrerem Wasser gemischt, zeigt neue Contraktionen, unter denen eine ein Maximum ist. In der Tafel bezeichnet nun p den Gehalt an wasserfreier Säure, μ' die Anzahl der Wasseräquivalente, welche bei der Mischung der Maximumcontraktion vorhanden sind, endlich $1 - v$ die Maximumcontraktion selbst

μ	s	p'	p	μ'	$1 - v$
1	1,8485	0,8154	0,595	3,00	0,078751
2	1,7613	0,6883	0,370	7,52	0,03227
3	1,6324	0,5955	0,288	10,92	0,02319
4	1,5333	0,5248	0,254	12,97	0,01926
5	1,4618	0,4691	0,224	15,30	0,01631
6	1,4075	0,4240	0,198	17,91	0,01403
7	1,3649	0,3869	0,184	19,60	0,01225
9	1,3022	0,3292	0,158	23,37	0,00958
12	1,2408	0,2691	0,127	30,36	0,00699
15	1,2005	0,2275	0,109	36,11	0,00533

Die stärkste Contraktion zeigt das erste Hydrat ($\mu = 1$) in einer Mischung, für welche $\mu' = 3$ oder im Ganzen 3 Wasseräquivalente vorhanden sind. Geht man von höhern Hydraten aus, so vermindert sich die Contraktion, weil die Vergleichung mit einer bereits contrahirten Säure geschieht.

Wir begnügen uns mit diesem Beispiele, ohne die empirischen Formeln, durch welche man die Veränderungen darzustellen gesucht hat, hinzusetzen.

Cap. 10. Die Verbrennungswärme.

502. Vorbemerkung. — Wenn die chemischen Prozesse nicht im Beisein eines vorwaltenden Auflösungsmittels, sondern direkt vor sich gehen, erlangen sie oft eine grosse Heftigkeit, die Wärmeentwicklung wird stark und steigert sich wohl zur Lichtentwicklung. Diese Prozesse besonders heisst man **Verbrennungen**. Die Verbrennung einer Stahlfeder im Sauerstoff, des Antimons in Chlor, der Kohle auf starker Salpetersäure, des Kaliums auf Wasser sind Beispiele dieser Art. Meist sind die Verbrennungen von durchgreifenden Aggregatsveränderungen begleitet, welche man so wenig wie die entstehenden Temperaturen, mit Genauig-

keit messen kann, und welche deshalb die genaue Bestimmung der vollständigen chemischen Wärme wesentlich gefährden. Wenn indess der Prozess stets auf gleiche Weise abläuft, d. h. von dem gleichen Zustande der Bestandtheile ausgeht und mit dem gleichen Zustande der Verbindung endet, so hat die calorimetrische Grösse jener Veränderung, gleich wie die ganze chemische Wärme, daher auch der Ueberschuss dieser über jene oder die wahrnehmbare und benutzbare Wärme jeder dieser Antheile ihren constanten Werth.

Unter den Verbrennungen sind die Oxydationen mit Hülfe des allgemein verbreiteten, preislosen Sauerstoffes der Atmosphäre die einzigen, welche praktisch als künstliche Wärme- und Lichtquellen dienen können. Dieser Gesichtspunkt ist so wichtig, dass wir nicht bloss über die Wärmeentwicklung, sondern über den ganzen Verlauf der gewöhnlichen Verbrennung und über die denselben bestimmenden Umstände in Kürze eintreten wollen.

503. Einwirkende Umstände. — Bei allen Verbrennungen in atmosphärischer Luft ist stets nur der Sauerstoff thätig, der dem Gewichte nach 23, dem Volumen nach nur 21 % der Luft bildet (266). Auf 1 Kil. Luft (Volumen = 0,77353 Cubikm. im Normalzustande) fällt daher ein Volumen Sauerstoff von 0,16244 Cubikm., auf 1 Cubikm. Luft (Gewicht = 1,29277 Kil.) ein Gewicht von 0,29734 Kil. Der übrige grössere Theil der Luft ist inerter Stickstoff, der nicht bloss nicht nützt, sondern durch Verdünnung der Luft, durch Erschwerung der Lufterneuerung, durch Entziehung von Wärme nachtheilig wirkt.

Langsame Oxydationen, wie die der gewöhnlichen Metalle, obgleich auf eine gleiche Gewichtsmenge eine gleiche Wärmemenge entwickelnd (499), lassen sich nicht benutzen, weil es an Mitteln fehlt, die Wärme gehörig zusammenzuhalten und zu häufen. Die lebhaften und raschen Verbrennungen, die einzigen tauglichen, fordern vor Allem eine hinlängliche Lufterneuerung, theils um die verbrannte Luft weg-, theils um frische herzuführen. Diesen Zweck haben 1) der Rost, der die Luft in und durch den Brennstoff leitet, 2) das Kaminrohr, dessen Zug mit der Höhe und der Temperatur wächst (181), 3) die nach dem Grundsatz der Pumpen wirkenden Gebläse (169). Wie aber eine zu geringe Luftmenge wegen zu starker Erschöpfung des Sauerstoffes und zu grosser Anhäufung der Oxydationsprodukte die Verbrennung hemmt, kann umgekehrt eine zu grosse Menge durch Abkühlung nachtheilig wirken. Bei Anwendungen im Grossen hat die Erfahrung gelehrt, dass die Luft ohne Nachtheil nicht weiter als auf $\frac{1}{2}$, höchstens $\frac{2}{3}$ ihres Sauerstoffes erschöpft werden dürfe. Um 1 Kil. Sauerstoff zu liefern, müssen 2, wenigstens $\frac{3}{2}$ Kil. vorhanden sein, was 17, wenigstens 13 Kil., oder 13, wenigstens 10 Cubikm. Luft voraussetzt.

Jeder brennbare Körper bedarf, um in lebhafte Verbrennung zu gerathen, einer bestimmten Temperatur, abhängig von seiner chemischen und mechanischen Beschaffenheit und der Dichte des Sauerstoffes. Folgendes ist die Reihe der Entzündlichkeit einiger der gewöhnlichsten Substanzen:

Feste Körper. Phosphor, Feuerschwamm, Schwefel, Oel, Talg, Holz, Kohle, Steinkohle, Anthrazit.

Gasförmige Körper. Phosphorwasserstoff, Wasserstoff, Oelbild. Gas, Schwefelwasserstoff, Kohlenoxydgas, Grubengas.

Ist die Temperatur, welche unter den vorhandenen Umständen aus der Verbrennung hervorgeht, höher als diejenige der Entzündung, so dauert die Verbrennung selbstständig fort; wo nicht, erlöscht sie allmählig. Je grösser und besser wärmehaltend die verbrennenden Massen sind, desto besser erhalten sich Hitze und Verbrennung im Innern, — wie man bei Kohlen und Steinkohlen beobachtet. Die vorhandene Temperatur, in einem guten Feuerheerde auf 1200° , in Schmelzofen auf 1600° und mehr ansteigend, bleibt stets das Ergebniss entgegenwirkender Ursachen, der chemischen Wärmeentwicklung und der unvermeidlichen Abkühlungen, die um so stärker wirken, als die Temperatur eine höhere ist. Auf dreifachem Wege kann die Wärme entweichen: 1) mit dem Zuge, der kalte Luft zuführt und die auf die Temperatur des Feuerraumes erhitzte verbrannte Luft wegführt; 2) durch Ausstrahlung (363) nach allen kältern Gegenständen der Umgebung hin; 3) durch Ableitung der berührenden oder in der Nähe befindlichen festen Körper. Eine gute Wärmeersparniss fordert, den ersten Wärmeabfluss, den man nicht hindern kann, möglichst zu Nutzen zu ziehen und die beiden andern möglichst zu vermindern.

504. Die Flamme. — Die lebhaft Verbrennung stellt sich in doppelter Form dar: bei festen Körpern (Eisen, Kohle) bleibt sie oberflächlich und besteht in blossen Glühen und Funkensprühen, bei gasförmigen Körpern durchdringt sie einen grössern Raum und bildet die Flamme, — der gasförmige Körper kann dabei ein ursprünglicher (Wasserstoff und seine Verbindungen), oder durch einfache Verdampfung entstanden (Schwefel, Zink u. s. f.) oder aus Zersetzung hervorgegangen sein (Oel, Talg, Wachs).

Bei Verbrennungen beginnt in der Regel die Lichtentwicklung in Folge der hohen Temperatur und steigt mit dieser (394); doch bietet z. B. das Leuchten des Phosphors ein Beispiel, wo die Wärme neben dem Lichte bedeutend zurücktritt. Wir kommen später auf diese Beziehungen zurück und beschränken uns auf die Bemerkung, dass die Verbrennung der Gase, wenn auch das Produkt der Verbrennung gasförmig ist, nur schwachleuchtende Flammen liefert, dass letztere sofort aber leuchtend werden, wenn feine feste Theilchen in ihnen zu starkem Glühen gelangen. Die Zinkflamme verdankt ihre Helligkeit dem entstandenen Zinkoxyd (Zinkblumen), die gewöhnliche Lichtflamme (aus Oel, Wachs, Leuchtgas) der Ausscheidung und Verbrennung feinertheilter Kohle, die durch Salze gefärbten Flammen, den mit gerissenen und mit Farbe glühenden feinen Salztheilchen. Alaun färbt blau, Kochsalz gelb, Strontiansalz roth, Boraxsäure und Kupfersalze färben grün.

Als Beispiel für die weiteren Erscheinungen wollen wir die gewöhnliche Lichtflamme, aus der Verbrennung fettiger Stoffe hervorgehend, näher betrachten. Das durch die Entzündung geschmolzene Oel

oder Fett wird vom Docht emporgezogen und verwandelt sich durch Zersetzung in Dämpfe, namentlich von Glycerin und Fettsäuren; jenes, leichter zersetzbar, liefert mittelbar Kohle, Kohlenoxydgas, Wasserstoff, diese, erst in grösserer Hitze verbrennend, Kohle, Kohlenwasserstoffarten und Kohlensäure. Die emporsteigende Dampfsäule A (Fig. 299) wird von Aussen her vom Sauerstoffe erreicht, welcher letztere unten sofort verbraucht wird, höher aber durch Diffusion immer tiefer in die Flamme eindringen kann. Daraus erklärt sich die conische Gestalt der Flamme, aus den Stellen gebildet, wo das Glühen und Verbrennen der Kohle am lebhaftesten vor sich geht. Bei näherer Ansicht erkennt man nach Volger folgende Theile: a den untersten kelchartigen Theil der Flamme, blau und wenig leuchtend, wo die leichtest entzündlichen Bestandtheile des Glycerins, Wasserstoff und Kohlenoxydgas verbrennen; b einen grossen dunkeln Raum im Kerne, von den unzersetzten Dämpfen der Fettsäuren erfüllt und so vollkommen vor der Verbrennung geschützt, dass ein Platindraht darin nicht glüht, selbst ein Phosphorstückchen nicht verbrennt; an der Grenze dieses rings erhitzten Raumes c zersetzen sich die Fettsäuren unter Ausscheidung von Kohlenwasserstoff und Kohle, welche letztere etwas weiter in dem dünnen Lichtmantel d gleichfalls verbrennt. Die Spitze e, am Schlusse des ganzen Processes, hat die grösste Hitze.

Erkältung der Flamme durch Hineinhalten eines Metallstabes hat sogleich ein Dunklerwerden und Rauchen zur Folge, indem die Hitze zur vollständigen Verbrennung der Kohle nicht genügt. Am auffallendsten in dieser Beziehung wirken Drahtgewebe in Folge ihrer starkstrahlenden sehr grossen Oberfläche. Man schneidet damit die Flamme ab, indem die durchströmenden Dämpfe zur Wiederentzündung jenseits des Gewebes zu abgekühlt sind, und erkennt nun, wie das Licht eben nur von einem dünnen, einen dunkeln Raum umhüllenden Mantel ausgeht. Auf dieser abkühlenden Wirkung beruht die bekannte Davy'sche Sicherheitslampe (Fig. 300), welche in dem nicht sehr entzündlichen Grubengase die Mittheilung der Entzündung so lange abschliesst, als die Temperatur des Gewebes nicht 400° erreicht, — was leider auf längere Zeit oder bei starkem Zuge nicht der Fall ist.

505. Aeltere Bestimmungen der Verbrennungswärme. — Zu den älteren Bestimmungen gehören diejenigen von Laplace mittelst des Eiscalorimeters (399) und diejenigen von Rumford. Das Calorimeter des letztern (Fig. 301), bestand aus einem mit einem Thermometer a versehenen und einem bekannten Wassergewicht angefüllten Blechkasten A, durch welchen in horizontalen Windungen eine Schlangenhöhre b geht. Das eine Ende c fängt mittelst seines Trichters die verbrannte Luft des gewogenen Brennstoffes B auf. Das andere Ende d gibt sie mit der Temperatur des Wassers wieder an die Luft ab. Aus der Erwärmung des Wassers berechnet sich die Wärmemenge. Selbst unter Berücksichtigung der Wärmeverluste, die während des lange dauernden Processes ziemlich bedeutend sind, hat diess Verfahren keine Genauigkeit, weil es die vom Brennstoff ausstrahlende Wärme ganz vernachlässigt.

Péclet hat diesen Antheil dadurch bestimmt, dass er den Brennstoff B (Fig. 302) von einem Doppelcylinder von Blech, der in seinem Zwischenraum Wasser und Thermometer enthält, umschliesst. Es entweicht die verbrannte Luft, hingegen wird ein der Cylinderfläche entsprechender Theil der strahlenden Wärme aufgefangen und gemessen und er dient dann zur Berechnung der ganzen Menge.

Für praktische Zwecke, — weil sie namentlich die beiden Wärmeantheile, die mit der verbrannten Luft und durch Strahlung entweichen, gesondert ergeben, — haben diese Untersuchungen Nutzen gehabt; in wissenschaftlicher Hinsicht genügten sie nicht. Péclet hat aus ihnen für die im Grossen angewandten Brennstoffe folgende Tafel abgeleitet, in welchen 1) die Verbrennungswärme in Wärmeeinheiten auf die Gewichtseinheit des Brennstoffes, 2) den Bruchtheil, den die Strahlung davon bildet, 3) die von Sauerstoff erschöpfte und 4) die Menge halbverbrannter Luft, 5) endlich die Temperatur der verbrannten Luft angegeben sind.

Brennstoff.	Verbrenn. Wärme.	Stralung.	Erschöpfte Luft.	Halbverbr. Luft.	Temp. d. verbr. Luft.
Holz, gedörst	3600 W.E.	0,28	6,75 C.M.	7,34 C.M.	1509° C.
» 20 % Wasser	2800	0,25	5,40	6,11	1400
Holzkohle	7000	0,50	16,40	16,40	1313
Torf, trocken	4800	0,25	11,28	11,73	1263
» 20 % Wasser	3600	0,25	9,02	9,65	1152
Torfkohle	5800	0,50	13,20	13,20	—
Steinkohle, mittl.	7500	0,55	18,10	18,44	1250
Coak, 15 % Asche	6000	0,55	15,00	15,00	1230

506. Neuere Versuche. — Um die ganze entwickelte Wärme zu messen, ist es nothwendig, die Verbrennung ganz im Innern des Calorimeters vorzunehmen und die entweichenden Gase lange genug durch das Wasser desselben zu leiten. Da die ältern Versuche von Dulong mit einem ganz ähnlichen Apparate ausgeführt wurden, wie die neuern umfassenden von Favre und Silbermann, so genügt die Beschreibung des Calorimeters, dessen die letztern sich bedienen.

Der Brennraum A (Fig. 303), ein kleiner Blechbehälter, befindet sich in der Mitte des Wassers des Calorimeters B. Der hermetisch schliessende Deckel trägt, angeschraubt, entweder einen kleinen offenen Cylinder a von Platinblech für feste Stücke, oder ein kleines Schälchen b für pulverige, oder eine kleine Lampe für flüssige Brennstoffe. Das lange Schlangenrohr C beginnt in c und tritt in d aus dem Calorimeter. Der Sauerstoff gelangt von einem Gasometer her, stets unter dem gleichen Druck und in ausgetrocknetem Zustand, durch die Röhren e oder f in den Brennraum A. Das entweichende Gas hinwieder geht von d durch Röhren mit Schwefelsäure und Alkali zur Bestimmung des Wasser- und Kohlensäuregehaltes, dann über erhitztes Kupferoxyd zur Bestimmung des Kohlenoxydgases. Man kennt dadurch das vollständige Produkt der Verbrennung. — Die Vorgänge im Brennraume lassen sich durch die mit einer durchsichtigen Platte geschlossenen Röhre g verfolgen. Ein Hohlraum D umgab das Calorimeter und schützte es vor fremden Einflüssen.

In den Versuchen von Dulong und Favre wurde die Entzündung durch Oeffnen und Schliessen des Brennraumes von Aussen her vorgenommen. Andrews, der gleichfalls über Verbrennungswärme experimentirte, bewerkstelligte sie im Innern des Calorimeters durch einen mittelst des galvanischen Stromes zum Glühen gebrachten Draht. Beide Wege ziehen unvermeidliche Fehler nach sich.

Die Berechnung wird auf gewöhnliche Weise (396) geführt, indem man aus dem Wassergewicht und der Erwärmung die vom Wasser aufgenommenen Wärmeeinheiten bestimmt, und nach vorläufigen Versuchen die Wärmemengen beifügt, welche die Theile des Apparates aufnehmen und die nach Aussen verloren gehen. Mit dem Gewicht des Brennstoffes verglichen, erhält man die Verbrennungswärme der Gewichtseinheit.

507. Resultate. — Dulong gibt in der folgenden Tafel die Wärmemengen (1 Gramm Wasser auf 1° gleich Einer Einheit) von 1 Gramm oder 1 Cubikdecim. des Brennstoffes, und für 1 Gramm und 1 Cubikdecim. Sauerstoff.

	Brennstoff.		Sauerstoff.	
	1 Lit.	1 Gramm.	1 Lit.	1 Gramm.
Wasserstoff	3106	34601	6212	4325
Grubengas	9587	13350	4793	3337
Kohlenoxydgas	3130	2490	6260	4358
Oelbild. Gas	15338	12203	5113	3560
Kohle	3929	7295	3929	2735
Alcohol (absol.)	14375	6962	4792	3336
Terpentinöl	66145	10836	4710	3279
Schw. Aether	31335	9431	5256	3659
Cyanogen	12270	5244	6135	4271
Oliveuöl	—	9862	—	—
Schwefel	—	2601	—	2600

Ueber Verbrennung der Metalle in Sauerstoff hat man die folgenden Bestimmungen von Dulong und Andrews, welche die Wärme auf 1 Liter und 1 Gramm Sauerstoff angeben.

	Gewicht Metall.	Dulong.		Andrews.	
		1 Lit.	1 Gramm.	1 Lit.	1 Gramm.
Zink	4,066	7577	5275	7710	5366
Zinnoxydul	5,066	6477	4509	6249	4349
Zinn	7,353	6508	4513	6078	4230
Eisen	3,500	6216	4327	5940	4134
Antimon	8,065	5484	3818	—	—
Cobalt	3,690	5721	3983	—	—
Kupfer	3,956	3722	2591	3440	2394
Nickel	3,696	5323	3706	—	—
Kupferoxydul	4,696	3130	2179	3288	2288

Favre und Silberman erhielten auf 1 Gramm Brennstoff folgende Wärmemengen:

	Chem. Auf 1 Grm.			Chem. Auf 1 Grm.	
	Zusamm.s.	Brennst.		Zusamm.s.	Brennst.
Wasserstoff	H	34462	Oelbild Gas	C ₄ H ₄	11858
Kohle (zu C O ₂)	C	8080	Amylen	C ₁₀ H ₁₀	11491
Kohlenoxyd	C O	2408	Paramylen	C ₂₀ H ₂₀	11303
Grubengas	C ₂ H ₄	13063	Ceten	C ₃₂ H ₃₂	11055

	Chem. Zusamm.s.	Auf 1 Grm. Brennst.		Chem. Zusamm.s.	Auf 1 Grm. Brennst.
Metamylon	$C_{40}H_{40}O$	10928	Essigholzäther	$C_6H_6O_4$	5342
Schw. Aether	C_4H_5O	9028	Ameisenäther	$C_6H_6O_4$	5279
Amyläther	$C_{10}H_{11}O$	10188	Essigäther	$C_8H_8O_4$	6293
Holzgeist	$C_2H_4O_2$	5307	Butterholzäther	$C_{10}H_{10}O_4$	6798
Weinalcohol	$C_4H_6O_2$	7184	Butteräther	$C_{12}H_{12}O_4$	7091
Amylalcohol	$C_{10}H_{12}O_2$	8959	Baldrianholzäther	$C_{12}H_{12}O_4$	7361
Aether	$C_{32}H_{34}O_2$	10629	Baldrianäther	$C_{14}H_{14}O_4$	7835
Aceton	$C_6H_6O_2$	7303	Essigamyläther	$C_{14}H_{14}O_4$	7971
Cerin	$C_{38}H_{32}O_2$	10496	Baldr. Amyläther	$C_{20}H_{20}O_4$	8544
Ameisensäure	$C_2H_2O_4$	2091	Aethals. Ceten	$C_{64}H_{64}O_4$	10342
Essigsäure	$C_4H_4O_4$	3505	Tereben	$C_{20}H_{16}$	10662
Buttersäure	$C_8H_8O_4$	5647	Terpentin	$C_{20}H_{16}$	10874
Baldriansäure	$C_{10}H_{10}O_4$	6439	Citronenöl	$C_{20}H_{16}$	10959
Aethalsäure	$C_{32}H_{32}O_4$	9316	Phenylhydr.	$C_{10}H_8$	7842
Stearinsäure	$C_{36}H_{36}O_4$	9716	Schwefel (natürl.)	S	2221
Amesienholzäther	$C_4H_4O_4$	4197	Schwefelkohlenst.	S H	3400

508. Praktische Regeln. — Wie gesagt, stellen die angegebenen Zahlen nicht die chemische Wärmeentwicklung vollständig dar, sondern verändert durch den Antheil, den die Arbeit der Aggregationsveränderungen in Anspruch genommen hat. Daher kann man schwerlich einfache und genaue Beziehungen zwischen diesen Zahlen erwarten. Welter hielt die Verbrennungswärme für ein gleiches Sauerstoffgewicht für constant. Die Zahlen Dulong's widersprechen dieser Regel. Wasserstoff, Zink, Schwefel z. B. entwickeln 4325, 5366, 2600 Einheiten.

Dagegen stehen sich allerdings viele organische Verbindungen, zumal verwandte Gruppen derselben, ziemlich nahe. Berechnet man nämlich aus der chemischen Zusammensetzung die Menge Sauerstoff, die zur Verbrennung eines Aequivalentes der Substanz in Kohlensäure aus Wasser hinzukommen muss und dividirt dadurch die Wärmemenge des Aequivalentes, so erhält man den auf die Gewichtseinheit (1 Aequivalent) Sauerstoff fallenden Theil desselben. Auf diese Weise erhält Kopp aus den obigen Zahlen:

Aether	3479 W.E.	Baldrians.	3158 W.E.	Essigh. Aeth.	3461 W.E.
Holzgeist	3538	Aethalsäure	3240	Butterh. Aeth.	3334
Alcohol	3442	Stearinsäure	3317	Butteräther	3213
Amylalcohol	3285	Amylen	3352	Baldr. h. Aeth.	3342
Essigsäure	3286	Terpentinöl	3294	Aethals. Ceten	3301
Buttersäure	3106	Am. Holzäther	3935		

Das Mittel dieser Zahlen ist 3357,8. Man kann für praktische Zwecke diese Mittel benutzen, um genähert aus der Zusammensetzung eines vegetabilischen Brennstoffes die benutzbare Verbrennungswärme desselben zu berechnen. Enthält die Gewichtseinheit eines Brennstoffes ein Gewicht Wasserstoff = w , Kohlenstoff = k und Sauerstoff = s , so bedürfen die ersten beiden zur vollständigen Umwandlung in Wasser und Kohlensäure das 8fache und $\frac{8}{3}$ fache Sauerstoffgewicht. (H verlangt 8 O, k verlangt $\frac{8}{3}$ O). Der erforderliche Sauerstoff und die entwickelte Wärmemenge werden also sein

$$S = 8 \left(w + \frac{1}{3} k \right) - s \text{ und } Q = 3357,8 \left[8 \left(w + \frac{1}{3} k \right) - s \right]$$

Näher betrachtet ändert sogar die Verbrennungswärme des gleichen Körpers mit seiner mechanischen Beschaffenheit. Favre und Silberman erhielten für Kohle und Schwefel, bei Umwandlung in Kohlensäure und schweflige Säure auf 1 Gewichttheil Brennstoff:

Holzkohle	8080	Schwefel, (Rhomb.Oct.)	2221
Kohle aus Zucker	8040	» Gesch.Oct.)	2260
» Gasretorten	8047	» weich.	2258
Graphit, natürl.	7811		
» v. Hochofen	7785		
Diamant	7770		

Die Verbrennungswärme dieser Modifikationen des gleichen Stoffes ordnen sich angenähert wie ihre specifischen Wärmen (403).

Abschnitt II.

Bewegung der Wärme.

509. Theoretische Anknüpfung. — In den bisherigen Erscheinungen offenbarte sich die Wärme als eine zwischen den Theilchen der Körper wirkende innere Kraft, die ihren Zustand und ihre physikalische Rolle wesentlich bedingte. Bald äusserte sie sich in einer Arbeit der Körper gegen äussern Druck, bald in einer innern Arbeit gegen die Cohäsionskräfte, bald endlich durch Erhöhung der lebendigen Kraft der Theilchen selbst. Die eine Art der Aeusserung konnte auf verschiedene Weise in die andere umgewandelt werden, wobei sich die allgemeinen mechanischen Beziehungen zwischen Arbeit und lebendiger Kraft vollständig bewährten. Erhöhung und Erniedrigung der Temperatur fand seine natürliche Deutung in einer Verminderung oder Vermehrung der allen Theilchen inwohnenden lebendigen Kraft, und damit stand die gesetzmässige Wärmeentwicklung in Uebereinstimmung, welche jede durch keine Nebenerscheinungen getrübe chemische Thätigkeit entwickelte.

Mit diesen innigen Beziehungen der Wärme zu den kleinsten Theilchen der Körper, ihren Veränderungen und Zuständen, sind aber die Wärmeerscheinungen nicht erschöpft. Zwar genügen sie zum Beweise, dass die Wärme etwas von den Körpern selbst unabhängiges ist, dessen Menge und Form des Auftretens (als Arbeit und lebendige Kraft) sich verändern kann; bestimmter und klarer jedoch tritt die Unabhängigkeit der Wärme in einer zweiten Reihe von Erscheinungen hervor, und führt uns einen Schritt weiter in der Kenntniss des allgemein verbreiteten Aethers und seinen Beziehungen zur Materie. Es sind diess die Erscheinungen der Bewegung der Wärme inner- und ausserhalb der Körper, des Ueberganges von dem einen auf den andern Körper. Die Wirkungen, welche die Körper selbst erleiden, bilden in diesem zweiten Abschnitt der Wärmelehre nicht mehr das Ziel der Untersuchung, sondern dienen lediglich als Mittel zur Erkennung des Ortes und Grades der Wärme bei ihrer Bewegung.

Geht man auf die Vorstellung eines allgemein verbreiteten, alles durchdringenden, ungemein feinen Aethers zurück (356), so wird jede Erschütterung, an einer Stelle des Aethermeeres hervorgebracht, nach allen Seiten sich fortpflanzen müssen und auf entfernte Gegenstände gelangen. Diese direkte Fortpflanzung heisst Strahlung (363). Man erkennt sie jedoch erst da, wo sie entweder unsere Sinnesorgane wahrnehmbar affizirt oder einen getroffenen Körper materiell verändert

(erwärmt, ausdehnt u. s. f.). Den Körper selbst dachte man sich als ein System von einander abhängiger, relativ bedeutend auseinander stehender Theilchen, die den zwischenliegenden Aether, theils um sich in Atmosphären sammeln, theils in den Zwischenräumen überhaupt modifiziren, wobei Theilchen und Aether in stetem Schwingungszustande begriffen sind. Die von Aussen eintreffenden Bewegungen können, um — wie man es als rohe Vergleichung an einem Schilffelde im Wasser beobachtet — entweder immer noch als Strahlung, unmittelbar, obwohl geschwächt, durch die Zwischenräume weiter wandern, oder aber sie brechen sich an den massenreichen widerstehenden Theilchen, verwandeln sich in stehende Schwingungen (304) und vermehren die Bewegung der materiellen Theile selbst. Pflanzen sich diese Bewegungszustände der Theilchen und ihres Zwischenäthers von den erst getroffenen oberflächlichen nach den tiefer liegenden fort, so heisst die Erscheinung *Leitung* — eine Fortpflanzungsweise, die offenbar in näherer Beziehung zur Materie steht, als die Strahlung.

Sehen wir aber, welche Aufschlüsse die Erfahrung uns über diese beiden Erscheinungen gewährt.

A. Die Leitung der Wärme.

Cap. 1. Das Leitungsvermögen.

510. Allgemeine Bemerkung. — Die Mittheilung der Wärme von einem Theilchen eines Körpers durch *Leitung* zum andern erscheint stets als Folge eines Temperaturüberschusses des ersten über das zweite, oder des Strebens nach Ausgleichung der Temperatur. Die *Leitung* erfolgt daher nach allen Seiten hin, wo kältere Theilchen liegen, und stets nur von dem einen zum nächsten. Auf diesem Wege bedarf die Mittheilung Zeit. Ein Metallstab, mit dem einen Ende in's Feuer, mit dem andern in der Hand gehalten, lässt nur nach einiger Zeit die Wärme empfinden.

Man unterscheidet die äussere und innere *Leitung*, jene zwischen dem einen Körper und einem zweiten ihn berührenden zweiten, diese im Innern zwischen den Theilchen eines nämlichen Körpers. Beide Leitungen unterscheiden sich dadurch: 1) dass im ersten Falle die verschiedenartigen Theile zweier Körper, im zweiten die gleichartigen eines einzigen im Spiele sind; 2) dass dort die Berührung der Theilchen stets eine sehr unvollkommene, nur für wenige Stellen innigere ist, hier hingegen eine so vollkommene, als die Cohäsionsverhältnisse es eben gestatten; 3) dass endlich die äussere *Leitung* als Oberflächen, die innere als Massenerscheinung aufgefasst werden muss.

511. Definition des Leitungsvermögens. — Wenn ein Körper A (Fig. 305 A), der die Temperatur t hat, einen kältern B, Temperatur t' , mit einer Fläche O berührt, so entsteht ein Wärmestrom von

A nach B. Sobald t und t' nicht viel abweichen, was bei längerer Berührung in der Regel der Fall sein wird, darf die Stärke des Wärmestromes, d. h. die in der Zeiteinheit überströmende Wärmemenge (362) proportional angenommen werden: 1) der Fläche O und 2) der Differenz $t - t'$ der beiden Temperaturen an den Berührungsstellen.

$$Q = k \cdot O \cdot (t - t') \quad (1)$$

wo k , ein von der Natur und Berührungsweise beider Körper abhängiger Coefficient, das äussere Leitungsvermögen heisst. k ist nichts anderes, als die in der Zeiteinheit, durch die Flächeneinheit, bei einer Differenz von 1^0 übergehende Wärmemenge, ausgedrückt in gewöhnlichen Wärmeeinheiten (362).

Da die Temperaturen t , t' der Berührungsstellen der Beobachtung entzogen sind, lässt sich das Gesetz (1) direkt nicht prüfen, allein zusammengesetzte Erscheinungen, deren Erklärung auf dasselbe begründet sind, setzen die Brauchbarkeit desselben für kleine Temperaturunterschiede, namentlich bei praktischen Rechnungen, ausser Zweifel.

Um die innere Leitung zu definiren, denke man sich aus einer Platte einen prismatischen Theil vom Querschnitte O (Fig. 305, B) und der Dicke D , einerseits constant auf der Temperatur t , anderseits auf t' erhalten. Bald stellt sich ein constanter Wärmestrom her, wenn jede Schicht von der frühern so viel Wärme erhält, als sie der folgenden abgibt. Es setzt diess voraus, wenn auch hier der Wärmestrom der Temperaturdifferenz zweier Schichten proportional ist, dass diese Differenz durch alle aufeinanderfolgenden Schichten eine gleiche werde, also der Temperaturdifferenz $t - t'$ direkt, der Anzahl Schichten oder der Dicke D verkehrt proportional sei. Man kann also schreiben

$$Q = l \cdot O \cdot \frac{t - t'}{D} \quad (2)$$

Das Leitungsvermögen oder die Leitungsfähigkeit l bezeichnet die Wärmemenge, welche in der Zeiteinheit durch die Flächeneinheit des Querschnittes strömt, wenn die Temperaturdifferenz der Grenzflächen zu 1^0 , die Dicke gleich der Längeneinheit angenommen wird.

512. Die Rolle der Leitung. — Alltägliche Erfahrungen verrathen die Ungleichheiten der Wärmeleitung, zumal der innern. Während ein Metallstab, an dem einen Ende erhitzt, bald nur entfernt von der Hand gefasst werden kann, lässt sich ein brennendes Holzstück, ohne zu brennen, nahe am Feuer berühren. Nach der Entfernung, in welcher gleich grosse Stäbe als gleich heiss empfunden werden, hat man einigermaßen die Leitungsfähigkeit beurtheilt.

Indess geben verschiedene Körper bei gleicher Temperatur der Hand eine von ihrer Leitung wesentlich bedingte, verschiedene Empfindung. Ein gutleitender Körper fühlt sich bei höherer Temperatur wärmer, bei tiefer kälter an, als ein schlechtleitender. Im ersten Fall erhält sich die berührte Stelle, durch leichten Ersatz aus dem Innern, wärmer, im zweiten durch leichte Abgabe nach dem Innern kälter als

bei schlechter Leitung und die in gleicher Zeit gegebene oder entzogene Wärmemenge wird daher grösser werden. Die Hand erhält die nämliche Empfindung des Brennens von Luft bei 120° , von Holz bei 80° , von Wasser bei $55-60^{\circ}$, von Quecksilber bei 50° .

Franklin und Ingenhauss haben die Reihenfolge der Körper hinsichtlich der Leitung bestimmt, indem sie von verschiedenen Substanzen gleiche Stäbe *a* (Fig. 306) in die Wand eines gemeinsamen Blechtroges *A* steckten, sie durch Eintauchen in geschmolzenes Wachs mit einer Wachshaut überzogen und nach Eingiessen von heissem Oel in den Trog *A*, das schnellere oder langsamere Abschmelzen beobachteten. Die fortrückende Grenze der Abschmelzung entspricht dem Fortschreiten einer bestimmten Temperatur, hier von 61° (433), welches Fortschreiten bei der gutleitenden Substanz schneller, bei der schlechtleitenden langsamer vor sich geht. Man findet so die folgenden Stufen der Leitung:

1.	2.	3.	4.	5.	6.
Silber.	Zink.	Zinn.	Eisen.	Glas.	Holz.
Gold.	Messing.	Platin.	Stahl.	Porzellan.	Kohle.
Kupfer.			Blei.	Stein.	

Genau ist diese Vergleichung nicht, weil an den entblössten Stellen die Strahlung wirkt und sie die im Stabe fortschreitende Wärme bei verschiedenen Metallen auf ungleiche Weise vermindert. Ein stark ausstralender Körper kommt deshalb zu tief, ein schwachstralender zu hoch in die Reihe zu stehen.

513. Die Temperatur-Curve. — Wird ein Stab *A* (Fig. 307) mit dem einen Ende *a* einer gleichbleibenden Wärmequelle (siedende Flüssigkeit, wie Weingeist, Wasser, Oel) ausgesetzt, so pflanzt sich die Wärme vermöge der innern Leitung, doch geschwächt durch die oberflächliche Ausstrahlung, nach der Länge desselben fort. Dieselbe Temperatur geht folgeweise auf entferntere Stellen über, an derselben Stelle steigt allmählig die Temperatur. Allmählig werden diese Aenderungen langsamer und nach hinlänglicher Zeit, um so länger je dicker der Stab, gelangen alle Stellen auf einen beharrenden Zustand, der vom heissen zum kalten Ende immer abnimmt. In diesem, oft nach Stunden erst erreichten permanenten Zustande benutzt man den Stab.

Jedes Längentheilchen δx befindet sich in einem Zustande beweglichen Gleichgewichtes der Wärme, wo es von dem vorhergehenden so viele Wärme in jedem Augenblicke aufnimmt, als es oberflächlich ausstrahlt und dem folgenden Theilchen abgibt. Bezeichnet also *O* den Querschnitt, *U* den Umfang des Stabes, *t* den Temperaturüberschuss der Stelle *x* über die Umgebung, mit welcher man den Verlust nach Aussen proportional annimmt, so muss die Abnahme δQ des Wärmestromes der nach Aussen verlorenen Wärmemenge $k U t \delta x$ gleich sein, nämlich

$$\delta Q = -k \cdot U \cdot t \cdot \delta x \quad (1)$$

Den Wärmestrom *Q* kann man aber als durch die Temperaturdifferenz δt , für die Länge δx bestimmt, ansehen, so dass (511)

$$Q = l \cdot O \cdot \frac{\delta t}{\delta x} \quad (2)$$

Durch höhere Rechnung leitet man aus (1) und (2) eine Beziehung zwischen t und x , unabhängig von Q , ab, nämlich

$$t = \alpha e^{\gamma x} + \beta e^{-\gamma x} \quad (3)$$

wo $e = 2,71828183$ die Grundaahl der natürlichen Logarithmen, α , β zwei von dem Zustande der Stabenden abhängige Coefficienten, γ endlich eine zur Abkürzung eingeführt Grösse

$$\gamma^2 = \frac{k \cdot U}{l \cdot O} \quad (4)$$

bezeichnet.

Nennt man t' , t'' , t''' , t^{IV} ... eine Reihe auf einander folgender Temperaturen der gleich entfernten Stellen x , $x + \lambda$, $x + 2\lambda$..., so erhält man eine Reihe von Gleichungen, aus denen man α , β eliminiren kann, und findet

$$\frac{t' + t'''}{t''} = \frac{t'' + t^{IV}}{t'''} = \dots = e^{\gamma \lambda} + e^{-\gamma \lambda} = C \quad (6)$$

Wenn äussere Strahlung und innere Leitung den angenommenen Gesetzen folgen, so muss der Quotient aus der Summe zweier auseinander stehender Temperaturen durch die zwischenliegende, nach der ganzen Länge des Stabes constant sein, welches auch der Zustand der Enden ist. Diess zuerst von Fourier aufgestellte Gesetz charakterisirt die Temperatur-Curve des Stabes.

Wäre der Stab sehr lang, so dass am Ende b desselben kein Steigen mehr beobachtet würde, so hätte man $t = 0$ für $x = \infty$; diess gibt $\alpha = 0$, folglich einfacher

$$t = \beta e^{-\gamma x}, \text{ und } \frac{t'}{t''} = \frac{t''}{t'''} = \frac{t'''}{t^{IV}} \dots = e^{\gamma \lambda} = C \quad (7)$$

Die Temperatur nimmt nach einer geometrischen Progression ab, während die Entfernung nach einer arithmetischen wächst.

514. Folgerungen. — Beobachtet man die Reihe der Temperaturen t' , t'' , t''' ... für um λ auseinander liegende Stellen, so kennt man die Constante C und berechnet aus (6)

$$\gamma = \sqrt{\frac{k U}{l O}} = \frac{1}{\lambda} \lg \left[\frac{C}{2} + \sqrt{\left(\frac{C^2}{4} - 1\right)} \right];$$

$$\text{und } \frac{k}{l} = \frac{O}{U \lambda^2} \cdot \left\{ \lg \left[\frac{C}{2} + \sqrt{\left(\frac{C^2}{4} - 1\right)} \right] \right\}^2 \quad (8)$$

wo die Logarithmen natürliche sind, aus den gemeinen durch Multiplication mit dem Modulus $m = 2,3025851$ abzuleiten.

Bei sehr langem Stabe erhält man einfacher aus (7)

$$\gamma = \sqrt{\frac{k U}{l O}} = \frac{1}{\lambda} \lg C \text{ und } \frac{k}{l} = \frac{O}{U \lambda^2} (\lg C)^2 \quad (9)$$

Daraus ergeben sich zur Verification der Ausdrücke folgende Regeln:

1) Für zwei Stäbe von gleicher Substanz (l und k gleich) und ähnlichem Querschnitt, hat man, wenn D, D' entsprechende Querschnittsdimensionen sind, da

$$\frac{U}{O} : \frac{U'}{O'} = \frac{1}{D} : \frac{1}{D'} \text{ auch } \frac{D}{D'} = \frac{\gamma'^2}{\gamma^2} = \frac{(\lg C')^2}{(\lg C)^2} \quad (10)$$

2) Für Stäbe von gleicher Grösse und Gestalt (O und U gleich) und gleichgemachter Strahlung (k).

$$\frac{l}{l'} = \frac{\gamma'^2}{\gamma^2} = \frac{(\lg C')^2}{(\lg C)^2} \quad (11)$$

3) Für zwei Stäbe endlich von gleicher Grösse, Gestalt und Substanz (O, U, l gleich), aber verschiedener Oberfläche

$$\frac{k}{k'} = \frac{\gamma^2}{\gamma'^2} = \frac{(\lg C)^2}{(\lg C')^2} \quad (12)$$

515. Die Versuche von Despretz. — Auf diesem Wege hat Despretz die innere Leitung verschiedener Substanzen verglichen. An gleich grossen und gleichgestalteten Stäben, von hinlänglicher Länge, um die Anwendung der einfachen Formel (7) zu gestatten, deren Oberfläche überdiess durch Papierüberzug oder durch Vergoldung gleichgemacht war, wurden (Fig. 307) in gleichen Entfernungen λ kleine Thermometer eingesenkt; aus den definitiven Temperaturen $t', t'' \dots$ berechnet man C , daraus dann γ, γ' und das Verhältniss $l : l'$. Je stärker die innere Leitung, je schwächer die Strahlung, desto langsamer senkt sich die Curve der Temperaturen, um sich der Horizontalen zu nähern.

So erhielt Despretz, mit Gold verglichen:

Gold	1,000	Eisen	0,374	Marmor	0,0236
Platin	0,981	Zink	0,363	Glas, Porzell.	0,0122
Silber	0,973	Zinn	0,303	Ziegelst.	0,0114
Kupfer	0,898	Blei	0,180		

Wie man sieht, weicht die Anordnung der Metalle von der von Franklin gefundenen bedeutend ab. Die Zuverlässigkeit des Verfahrens von Despretz leidet besonders unter den Störungen, welche die Gegenwart der eingesenkten Thermometer in der Fortpflanzung der Wärme zur Folge hat. Man muss die Stäbe möglichst lang und dick wählen, die Vertiefungen und Thermometer möglichst klein machen.

516. Versuche von Wiedemann. — Genauer sind die spätern Bestimmungen von G. Wiedemann und Franz, in welchen die Temperaturen statt durch Thermometer, nach dem Beispiele Langberg's, durch äussere Berührung mit einem thermo-elektrischen Elemente bestimmt wurden. Der zu prüfende runde Stab A (Fig. 307) war in der Axe eines langen Glaszylinders B befestigt, der sich in einem Wasserbehälter C von bleibender Temperatur befand. Das eine Stabende a ragt aus dem Behälter B in eine Blechbüchse D und wird durch die

in c ein-, in d ausströmenden Dämpfe von siedendem Wasser auf einer constanten Temperatur erhalten; das andere Ende b theilt die Temperatur des umgebenden Wassers. Man konnte durch die Oeffnung e den Raum des Glascyinders von Luft entleeren, den Versuch also im leeren oder luftgefüllten Raume vornehmen. Durch Vergoldung wurde die ungleiche Abgabe der Wärme nach Aussen gleich gemacht.

Zur Beobachtung der Temperatur dringt eine verschiebbare Röhre E, dem Stabe parallel, luftdicht in den Glascyinder und trägt am Ende ein feines thermo-elektrisches Element (in G grösser dargestellt), dessen Löthstelle f aus Wismuth und Antimon durch die Feder g stets auf gleiche Weise angedrückt wird, zugleich aber so klein ist, dass die bei kurzer Berührung entzogene Wärme keine merkbare Störung im Stabe veranlasst. Nach galvanischen Gesetzen, die weiterhin erläutert werden, ruft die Erwärmung der Löthstelle h in den durch die Röhre gezogenen Drähten i, k, einen galvanischen Strom hervor, und lässt sich durch sehr genaue Mittel aus der Ablenkung einer Magnetnadel quantitativ bestimmen.

Mit Silber verglichen, erhielt Wiedemann für den leeren und luftgefüllten Raum, jener auf 5 Millim. Quecksilber gebracht, die folgenden Werthe der Leitung l :

	Luft.	Vacuum.		Luft.	Vacuum.
Silber	1,000	1,000	Stahl	0,116	0,103
Kupfer	0,736	0,748	Blei	0,085	0,079
Gold	0,532	0,548	Platin	0,084	0,094
Messing (Mittel)	0,236	0,240	Neusilber	0,063	0,073
Zinn	0,145	0,154	Rose'sches M.	0,028	0,028
Zink	0,190	—	Wismuth	0,018	—
Eisen	0,119	0,101			

517. Einwirkende Umstände. — Die Richtigkeit dieser Bestimmungen beruht auf der Gültigkeit der in (513) erläuterten Gesetze und diese auf der Richtigkeit zweier in aller Strenge nicht erfüllter Voraussetzungen:

1) Der Constanz der Coefficienten l und k für alle Stellen des Stabes, d. h. der Unabhängigkeit dieser Grössen von der Temperatur. Dass k nicht constant ist, sobald es sich um höhern Temperaturüberschuss (um 30^0), überhaupt um höhere Temperaturen handelt, wird durch andere Thatfachen erwiesen. Die Versuche von Langberg und von Wiedemann lehren gleichfalls, dass der von k und l abhängige Coefficient γ nur für schwache Erwärmungen constant ist. Nach Analogie mit dem Durchgang der Electricität vermindert sich die Leitung l mit der Temperatur. Diese Abweichungen scheinen um so bedeutender zu werden, als die Leitung eine schlechtere ist; diess in Verbindung mit der kleinen Zahl Bestimmungen, welche wegen rascher Abnahme der Temperatur überhaupt möglich sind, nimmt den für Holz, Stein, Glas u. s. f. gefundenen Zahlen alle Zuverlässigkeit.

2) Man nimmt eine vollkommene Gleichheit der Temperatur im ganzen Querschnitt des Stabes und eine richtige Beobachtung derselben durch das angewandte thermometrische Mittel an. Darf man bei gutleitenden dünnen Stäben die erste Bedingung als erfüllt betrachten,

weil sich bei permanentem Zustande eine Ausgleichung der Temperatur einstellt, so ist es hinsichtlich der zweiten um so weniger der Fall, indem die Wärmeabgabe an die thermometrische Vorrichtung um so grössere Störungen hervorbringt. Bei dicken Stäben und schlechtleitenden Substanzen wären beide Voraussetzungen unrichtig.

Dass überdiess die Leitung von der chemischen Reinheit der Stoffe und ihrer mechanischen Beschaffenheit abhängt, lässt sich voraussehen, obgleich es an genauen Bestimmungen darüber fehlt.

Cap. 2. Weitere Thatsachen und Folgerungen.

518. Die Leitung der Krystalle. — Substanzen, die, gleich den Krystallen, nach verschiedenen Richtungen einen verschiedenen Zusammenhang der Theilchen haben (242), werden nothwendig Richtungen ungleicher Wärmeleitung zeigen müssen. Senarmont hat in verschiedenen Richtungen Platten geschnitten, und wie bei dem Franklin'schen Versuch (512) mit einer dünnen Wachshaut überdeckt. Die in der Mitte mit einem Loch versehene Platte a (Fig. 308) wurde auf einen Stab A hinter dem schützenden Schirme b aufgesteckt, der Stab aber am andern Ende c erhitzt. Wollte man die Temperatur kennen, so ersetzte eine conische Silberröhre, durch welche Dämpfe siedenden Wassers strömten, den Stab. Die Wärme pflanzte sich vom Centrum in der Platte nach allen Seiten fort und man beobachtete die Curve der Abschmelzung, welche einer Curve gleicher Temperatur, eine Isotherme von 61° (433) sein wird.

Mit Glas und Metall erwies sich die Curve genau als Kreis; ebenso mit Quarz und Kalkspath, bei senkrecht zur Rhomboederaxe geschnittenen Platten. Auf Platten, parallel mit der Axe, zeichnete sich dagegen eine Ellipse, deren längere Axe der Krystallaxe folgte und zu der senkrechten kleinern das Verhältniss 1,312 und 1,118 zu 1 hatte. Natürliche Gypsblättchen geben ein Verhältniss 1,229 : 1. Auf Platten der asimetrischen Systeme (239) erhielt man beinahe immer mehr oder weniger entwickelte Ungleichheiten.

Allgemeiner aufgefasst, denkt man sich die Wärme gleichsam von Einem Punkte im Innern eines Krystalles nach allen Seiten sich verbreitend, so entsteht eine isotherme Fläche. In amorphen Substanzen und Krystallen des regulären Octaeders hat sie Kugelgestalt. In den Systemen des Rhomboeders und Quadratoeders nimmt sie die Gestalt eines verlängerten oder abgeplatteten Sphäroids an; in dem System des Rhombenocaeders diejenige eines Ellipsoids mit drei den Krystallaxen entsprechenden ungleichen Axen; in den zwei wenigst symetrischen Systemen endlich wahrscheinlich die von Ellipsoiden mit nicht rechtwinklichen Axen, was zu beweisen die Versuche nicht genügen.

Senarmont hat den Grund der ungleichen Leitung vollends dadurch dargethan, dass er ähnliche elliptische Linien an unkrystallinischen Platten entwickelte, die in einer Richtung comprimirt oder ausgezogen wurden. Auf quadratischen Platten, unter der Wirkung des Schraub-

stockes, wurden Ellipsen erhalten, deren Axenverhältniss das folgende war:

Porzellan	1 : 1,031 bis 1,098
Tafelglas	1 : 1,048 » 1,072
Flintglas	1 : 1,058 » 1,061

Der Richtung der Verdichtung entsprach stets die Richtung besserer Leitung.

519. Die Leitung der organischen Stoffe. — Aehnliche Unterschiede zeigen auch die mit bestimmten Strukturrichtungen begabten organischen Stoffe. De la Rive und De Candolle wandten das Despretz'sche Verfahren, obgleich es für solche Körper geringe Genauigkeit darbietet, auf Holzarten an, und fanden auf Richtung der Fasern die bessere Leitung.

Tyndall prüfte auf anderem Wege eine Menge organischer Stoffe. Er nahm gleiche Würfel, die möglichst frei aufgestellt wurden, und legte an zwei entgegengesetzte Flächen, die aus Blase gebildeten Seitenwände zweier kleiner Quecksilberbehälter, genau an. Das eine Quecksilber wurde mittelst eines zu einem Gitter hin- und hergebogenen Plattendrahtes, durch welchen man einen bestimmten galvanischen Strom eine bestimmte Zeit strömen liess, immer gleich erwärmt. In das andere tauchte, durch Blase vom Angriff des Quecksilbers geschützt, die Löthstelle eines thermo-elektrischen Elementes (516); der Aussehlag der Nadel nach Einer Minute galt als ungefähres Maass für den durchgeleiteten Wärmestrom.

Auf diesem Wege erhielt Tyndall mit gleich grossen Würfeln die folgenden Ablenkungen; die Ausdrücke Longitudinal, Tangential und Radial beim Holz beziehen sich auf die Hauptrichtungen im Stamme des Baumes.

			Long.	Tang.	Rad.
Elfenbein	170	Birke (amerik.)	350	90,0	110,0
Wallross	16	Eiche	34	9,5	11,0
Fischbein, Horn	9	Buche	33	3,8	10,8
Dichte Steinkohle	8	Ebenholz	32	9,5	10,5
Wachs, Guttapercha	0	Ahorn	31	11,0	12,0
	Rinde. Holz.	Buchs	31	9,9	12,0
Buche	70 10,8	Tannenholz	27	10,0	11,0
Eiche	7 11,0	Eisenholz	26	10,2	12,4
Fichte	7 12,0	Ulme	24	10,0	11,5
		Lorbeer	22	12,0	15,0

Die Leitung auf der Richtung der Fasern oder des Maximums weicht weit mehr ab, als die bedeutend kleinere der beiden andern Richtungen, von denen die tangentiale als die schwächste erscheint.

520. Der Uebergangswiderstand. — Versuche von Despretz schienen darzuthun, dass beim Uebergang der Wärme von einem Stabe in einen andern, nicht bloss bei steigender Wärme, sondern selbst im permanenten Zustande (513), die aneinander liegenden Enden einen messbaren Unterschied der Temperatur zeigen, der einem Hindernisse und einer daherigen Stauung der Wärme beizumessen wäre.

Ein Kupferstab sollte in einem Versuche z. B. um $10,47$ wärmer sein, als der angepresste Zinnstab, und der Unterschied bei Einschaltung eines Papierblattes auf $50,5$ steigen. Einige Versuche von Angström schienen ausserdem darzuthun, dass beim Uebergang vom schlechtern zum bessern Leiter die Differenz grösser sei, als umgekehrt.

Um den Einfluss der unvollkommenen Berührung zu beseitigen, verband Wiedemann die beiden Stäbe durch eine dünne Lothschicht. Beide waren so lang, dass in jedem die Temperaturcurve genau festgestellt und ihr Verlauf bis zur Verbindungsstelle genau verfolgt werden konnte. Verminderte man überdiess so viel als möglich die durch das thermo-elektrische Element bewirkte Störung, so ergab sich selbst für entfernte Metalle, wie Silber und Eisen, Messing und Silber, Kupfer mit Eisen und Neusilber kein irgend bestimmbarer Unterschied, gleichviel nach welcher Seite die Wärme sich bewegte. Eine Temperaturdifferenz trat deutlich hervor, wenn sich die Metalle mit gewöhnlichen Flächen berührten und wurde durch Einschalten eines Blattes Papier wohl 20 bis 30 Mal grösser.

521. Durchgang der Wärme durch eine Wand. — In der Praxis kommt häufig der Fall vor, dass die Wärme von einem Körper A, Temperatur t , durch eine Wand, nach einem andern B, Temperatur t' , überströmt. Man fragt nach dem Wärmestrom Q , wenn der Abfluss ein unveränderlicher, permanenter geworden ist? —

Hat sich dieser Zustand hergestellt, so fliesst begreiflicher Weise in gleicher Zeit ebenso viel Wärme durch die erste Fläche in die Wand, als durch jede Schicht der letztern und als durch die zweite Fläche aus derselben. Bezeichnen also O und D Flächengrösse und Dicke der Wand, k , k' die Vermögen der äussern oder Uebergangsleitung an der Eintritts- und Austrittsfläche, l das innere Leitungsvermögen, endlich τ und τ' die unbekannten Temperaturen der beiden Grenzflächen der Wand, so hat man (511)

$$Q = k O (t - \tau) = l O \frac{\tau - \tau'}{D} = k' O (\tau' - t') \quad (1)$$

Die beiden letzten Gleichungen lassen τ , τ' bestimmen

$$\tau = \frac{k k' t + (k t + k' t') \frac{l}{D}}{k k' + (k + k') \frac{l}{D}} \quad \text{und} \quad \tau' = \frac{k k' t' + (k t + k' t') \frac{l}{D}}{k k' + (k + k') \frac{l}{D}}$$

und nach Elimination dieser Grössen

$$Q = O \frac{k k' \frac{l}{D}}{k k' + (k + k') \frac{l}{D}} \cdot O (t - t') = K \cdot O \cdot (t - t') \quad (2)$$

Ein Ausdruck von gleicher Form, als würden die Körper A und B sich direkt, mit einem äussern Leitungs- oder Uebergangsvermögen K , berühren. K ist einzig von der Natur der Körper, nicht von den Temperaturen, abhängig und hat in einfachster Form den für k und k' symmetrischen Werth

$$K = \frac{l}{D + \left(\frac{1}{k} + \frac{1}{k'}\right) l} \quad (3)$$

522. Besondere Fälle. — In manchen Fällen vereinfacht sich der Ausdruck von K .

1) Ist die Wand stark und schlechtleitend, also D gross und l gegen k, k' klein, so hat man genähert

$$K = \frac{l}{D} \quad (4)$$

Der Uebergang ist nahe unabhängig von der Natur der beiden Körper A und B, dagegen der innern Leitung der Wand direkt, ihrer Dicke verkehrt proportional.

Man nähert sich diesem nämlichen Gesetze, wenn k, k' bedeutende Werthe erlangen. So fand Péclet, dass bei zwei von einer Wand getrennten Flüssigkeiten der Wärmestrom sich dem umgekehrten Verhältniss zur Wanddicke um so mehr nähert, als die Flüssigkeiten stärker bewegt werden, also mehr Wärme abgeben und aufnehmen.

2) Sind Ein- und Austritt schwach, also k und k' klein, dabei D nicht gross, so nähert man sich einem andern Grenzwerte

$$K = \frac{k k'}{k + k'} \quad (5)$$

Der Uebergang wird dann unabhängig von der Dicke und Leitung der Wand und hängt bloss von k und k' ab.

Diesem Falle nähert man sich, der Erfahrung zufolge, bei einer Wand an ruhender Flüssigkeit oder an Luft. Daher die bekannte Thatsache, dass der Uebergang der Wärme in Kesseln ungemein wenig von der Natur und (stets geringen) Dicke der Kesselwand abhängt.

Wäre zudem $k = k'$, wie z. B. bei einer Glasscheibe zwischen Luft, so wird $K = \frac{1}{2} k$ und das Vermögen der Uebergangsleitung ist gleich dem halben einfachen Vermögen der Uebergangsleitung.

3) Wäre nur k gross, k' aber sehr klein, so nähert sich K dem Werthe $K = k'$. Diesen Fall stellt eine Kesselwand dar, die einerseits mit bewegter Flüssigkeit, anderseits mit Luft in Berührung steht. Da $t - \tau$ und $\tau' - t'$ sich umgekehrt wie k und k' verhalten, so hat die Wand, von welcher Substanz und Dicke sie ist, nahe die Temperatur der Flüssigkeit.

Der Grösse l , wo diese auftritt, gibt Péclet für die Anwendungen folgenden Werth: l bezeichnet hier die Wärmemenge (Kil. Wasser auf 1^0 C), die in einer Stunde durch 1 Quadratmeter, bei 1 Meter Dicke übergeht.

Kupfer	64,000	Marmor	3,050	Tannenh. (senkr.)	0,090
Eisen	29,000	Kalkstein	1,700	» (parall.)	0,700
Zink	28,000	Gyps	0,350	Eichenholz	0,210
Blei	14,000	Gebr. Erde	0,690	Kork	0,103
Kohle (Gasvet.)	4,960	Glas	0,815	Caoutchouc	0,148

Guttapercha	0,172	Baumwollenzeug	0,050	Leinenzeug (alt)	0,043
Kleister	0,425	Eiderdaunen	0,039	Papier (weiss)	0,043
Baumwolle (flock.)	0,040	Leinenzeug (neu)	0,054	» (grau)	0,034
Wolle (flockig)	0,044				

523. Der veränderliche Zustand. — Bevor ein Körper, dessen eine Theile von einer constanten Wärmequelle Wärme aufnehmen, die andern nach kältern Umgebungen Wärme abgeben, einen permanenten Temperaturzustand erreicht, in welchem jedes Theilchen so viel Wärme von der einen Seite empfängt, als nach der andern abgibt, durchläuft er einen langen Zeitraum veränderlicher Temperaturen. Selbst bei einem dünnen und langen Stabe dauert es Stunden bis seine Temperaturen bleibende geworden sind (513). An Beobachtungen über den Gang dieser Veränderungen in der Zeit fehlt es, obgleich einzelne derselben, z. B. das Vorrücken einer bestimmten Temperatur längs des Stabes hin, sich ohne Schwierigkeit verfolgen lässt. Die Theorie indess lehrt, dass der veränderliche Temperaturzustand einer bestimmten Stelle oder der veränderliche Ort einer bestimmten Temperatur sich durch keine einfachen Ausdrücke darstellen lässt. Es mögen daher einige allgemeine Bemerkungen genügen.

Welches auch die Gestalt und Erwärmungsweise des Körpers ist, man wird für jeden bestimmten Augenblick von der warmen nach der kalten Seite hin eine Folge isothermer Flächen (Flächen gleicher Temperatur) unterscheiden können, deren Temperatur von der einen zur folgenden um δt sinkt. Längs einer solchen Fläche erfolgt keine Wärmebewegung, da keine Temperaturdifferenzen vorhanden sind (511). Die Wärme strömt vielmehr senkrecht zu diesen Flächen und der Strom q , der durch das Flächenelement ω nach der um δs entfernten und um δt tiefer liegenden Fläche geht, wird sein

$$q = l \cdot \omega \cdot \frac{\delta t}{\delta s}$$

Wo also die isothermen Flächen mehr gedrängt, δs kleiner ist, entwickelt sich ein stärkerer Wärmestrom.

Fasst man das Theilchen $\omega \delta s$ selbst ins Auge, so erhält es von der Fläche t den Strom q und gibt nach der Fläche $(t - \delta t)$ einen solchen $q - \delta q$ ab. In der kleinen Zeit δz gewinnt es daher eine Wärmemenge $\delta q \cdot \delta z$, die erwärmend wirkt. Bezeichnen C und σ spezifische Wärme (395) und spezifisches Gewicht (109) des Theilchens $\omega \delta s$, und steigt dessen Temperatur in der Zeit δz um $\delta' t$, so hat man

$$\delta q \delta z = C \cdot \sigma \cdot \omega \cdot \delta s \cdot \delta' t$$

An der Oberfläche tritt durch ein Flächentheilchen ω' ein Wärmestrom heraus, der für einen Temperaturüberschuss t über die Umgebungen

$$q' = k \omega' t$$

ist. — Auf diese Beziehungen stützen sich wesentlich die von Fourier und Poisson ausgeführten Theorien über die Verbreitung und Vertheilung der Wärme.

524. Das Erkalten einer Kugel. — Als einfachsten Fall muss man den einer Kugel betrachten, die von einer Anfangstemperatur T

aus, oder richtiger von einem Temperaturüberschuss T über den äussern Raum, sich allmählig auf die Temperatur des letztern abkühlt. Die Wärme tritt dann nur an der Oberfläche aus und alle isothermen Flächen werden zu Kugelflächen.

Ist die Kugel, deren Radius gleich R , ganz klein, oder wenn nicht ganz klein, sehr gutleitend und wenig nach Aussen abgebend, also l gross und k klein, so gleicht sich die innere Temperatur, während des steten Verlustes nach Aussen, immer wieder aus und ist in der ganzen Kugel die nämliche. Man beweist, dass alsdann

$$t = T e^{-\gamma z} \text{ wo } \gamma = \frac{3 k l}{C \cdot R}$$

z ist die Zeit von dem Anfangsaugenblick, da $t = T$ war, gezählt. Während die Zeit nach einer arithmetischen Progression steigt, sinkt die Temperatur nach einer geometrischen, um so rascher, je grösser k und l , je kleiner Radius R und specifische Wärme C sind.

Für eine Reihe gleich abstehender Augenblicke $z, z + \zeta, z + 2\zeta \dots$ habe man die Temperaturen $t', t'', t''', t^{IV} \dots$ so folgt

$$\frac{t'}{t''} = \frac{t''}{t'''} = \frac{t'''}{t^{IV}} \dots = e^{-\gamma \zeta}$$

ein Gesetz, das mit Bezug auf Zeit eine ähnliche Form hat, wie dasjenige, welches die permanenten Temperaturen nach der Länge eines sehr langen Stabes verknüpft. (513).

Ist die Kugel grösser oder weniger gut leitend, so wird die oberflächlich entweichende Wärme durch Nachströmen aus dem Innern nicht gehörig ersetzt. Die Oberfläche sinkt also rascher als bei guter Leitung, während der Kern sich wärmer erhält und es entwickelt sich eine Zunahme der Temperatur von Aussen nach Innen. Die Verhältnisse lassen sich dann nicht einfach darstellen.

Bei einer ungemein grossen Kugel endlich kann die oberflächliche Temperatur so weit sinken, dass der äussere Wärmeabfluss sehr schwach wird, zum Ersatz braucht nur wenig nachzufließen, und der Körper stellt einen grossen Wärmevorrath dar, mit nahe unveränderlicher Temperatur des Innern, der seine Wärme sehr lange bewahrt. Für diesen nach hinlänglich langer Zeit erst eintretenden Zustand liefert die Theorie für die Temperatur in einer kleinen Tiefe x unter der Oberfläche den Ausdruck

$$t = T \left(\frac{1}{k} + x \right) \sqrt{\frac{C}{\pi l z}} \text{ oder } t' - t'' = T (x' - x'') \sqrt{\frac{C}{\pi l z}}$$

Die Temperatur wächst proportional der Tiefe x . Ihre Zunahme auf eine gleiche Tiefe wächst ferner mit der specifischen Wärme und nimmt ab mit der innern Leitung.

Aus diesen Verhältnissen mit grossen schlechtleitenden Massen erklärt sich die grosse Hitze, die man nach Jahren im Innern von Lavamassen beobachtet, deren Oberfläche bereits mit der Hand berührt werden kann.

525. Wärmeentwicklung durch Abkühlung. — Bei den Erscheinungen der Wärmeleitung lässt man gewöhnlich die durch die Tempe-

raturveränderungen veranlassten Volumenänderungen der Theilchen, sowie die Wärmemengen (Ausdehnungswärme) (426), welche dafür in Anspruch genommen werden, unberücksichtigt. In der Regel allerdings mag ihr Einfluss auf den Wärmestrom verschwindend klein sein, nichtsdestoweniger gefährden sie die Constanz des beobachteten Leitungsvermögens und können unter Umständen Abweichungen von Theorie und Beobachtung zur Folge haben.

Berücksichtigt man, dass eine, z. B. durch Druck, in einem festen Körper hervorgebrachte mechanische Veränderung nicht nur das elastische Gleichgewicht der nächstbetroffenen, sondern auch weit abstehenden Theilchen, beinahe augenblicklich verändert, während nach bisherigen Begriffen die Wärme Zeit gebraucht, um jene Stellen zu erreichen, so muss die mechanische Wirkung der thermischen vorausseilen, und ihr eigener thermischer Einfluss sich vor Ankunft der Wirkung der Leitung offenbaren. Ein heisser Stab z. B., der, an dem einen Ende plötzlich abgelöscht, sich gewaltsam contrahirt, wird wegen des Zusammenhangs der abgekühlten Stellen mit den folgenden, auch an diesen mechanisch contrahirt, und entwickelt in ihnen die Ausdehnungswärme. Der fortrückenden Abkühlung sollte daher eine Welle schwacher Temperaturerhöhung vorausgehen.

Es fehlt bis jetzt an genügenden Versuchen zum Beweise dieser theoretischen Folgerung; die üblichen thermometrischen Mittel eignen sich nicht zum Nachweise einer schwachen, zugleich aber momentanen und örtlichen Erwärmung. Hält man einen am Ende erhitzten Stab so nahe, als es ohne Brennen möglich ist, so glaubt oft die Hand, beim plötzlichen Ablöschen, eine vorübergehende Erwärmung wahrzunehmen; das subjektive Urtheil ist indess zu unsicher, um als bestimmter Beweis gelten zu dürfen.

Cap. 3. Wärmemittheilung in Flüssigkeiten.

526. Die Leitung der Flüssigkeiten. — Ein Wassergefäss, das auf gewöhnliche Weise von unten erwärmt wird, zeigt selbst bei ziemlicher Tiefe oben und unten eine bis auf 1 oder 2° gleiche Temperatur. Man möchte daraus auf ein sehr hohes Leitungsvermögen der Flüssigkeiten schliessen. Rumford bewies zuerst, dass dem nicht so ist, die Flüssigkeiten vielmehr, mit Ausnahme des metallischen Quecksilbers, zu den schlechten Leitern zu zählen sind. Er erwärmte einen hohen Wassercylinder von oben durch einen heissen Körper und sah in kleiner Entfernung von der Oberfläche ein Thermometer sich nur wenig verändern. So auch steigt ein Thermometer im Weingeist wenige Linien unter der brennenden Oberfläche nur langsam, insofern die Glasröhre dem Einfluss der Flamme entzogen wird.

Despretz hat den Rumford'schen Versuch genauer durchgeführt. Der heisse Körper war ein Kupfergefäss mit beständig erneuertem heissem Wasser; die geleitete Wärme wurde an einer Reihe gleichentfernter Thermometer beobachtet und der Versuch so lange fortgesetzt, bis der permanente Zustand eintrat (512). Erst nach 24 Stunden wurden die Thermometer stationär, was ebenso sehr von der Grösse

des Querschnittes im Vergleich zum Umfang, als von der schlechten Leitung herrührte. Bis auf 270 Millim. war ein schwaches Steigen bemerkbar; dabei folgten die Temperaturen ziemlich dem Gesetze der Metalle, nur sank die Temperaturcurve (513), als Beweis des geringen Leitungsvermögens, ungleich viel schneller herab.

Den Gegensatz der Wärmemittheilung nach oben und unten beobachtet man am auffallendsten mit Hülfe eines Wassercylinders A (Fig. 309), der um seine Mitte von einem zweiten Cylinder B zur Aufnahme heißen Wassers versehen ist. Man sieht in Kurzem das obere Thermometer a um viele Grade steigen, während das untere b sich nicht bewegt.

527. Die Natur der Mittheilung. — Streut man in ein Wassergefäß (Fig. 310), das von unten in der Mitte erhitzt wird, kleine, mit dem Wasser gleich schwere Stäubchen und Körnchen von Bernstein oder Colophonium, so sieht man sie in der Mitte rasch in die Höhe steigen und rings herum langsam wieder herabsinken. Es entstehen also Wirbelbewegungen, welche, meist unregelmässig, das leichtere, wärmere Wasser in die Höhe treiben, mit kälterem mischen, und zum Ersatze des stets aufsteigenden wieder nach unten führen. Es sind Bewegungen, wie solche bereits bei Gelegenheit des Dichtigkeits-Maximums des Wassers berührt wurden (381), welche von den Unterschieden des specifischen Gewichtes der warmen und kalten Theilchen, nicht aber direkt von der Wärme herrühren. In einer kreisförmigen Röhre, deren einer ansteigender Schenkel erwärmt, der andere aber abgekühlt wird, entwickelt sich eine vollständige Circulation. Bei der Perkins'schen Wasserheizung wird eine solche Circulation sogar als Heizmittel zur Uebertragung der Wärme vom Ofen in die Zimmerräume benutzt.

Bis jetzt hat die Mittheilung der Wärme in Flüssigkeiten, bei welcher Ausdehnung, Bewegung, Mischung und Leitung der Theilchen auf das Unregelmässigste durcheinander wirken, auf keine Weise einer Berechnung unterworfen werden können. Aber als Resultat des Vorganges gleicht sich beständig die Temperatur durch die ganze Höhe so vollständig aus, dass die untern der Erhitzung zunächst ausgesetzten Schichten kaum um wenige Grade höher stehen, als die obern. Sofort aber wächst der Unterschied, wenn man den Austausch der Theilchen, z. B. durch halbe Scheidewände oder eingesenkte fasrige Stoffe, mechanisch erschwert. Die Viscosität der Flüssigkeiten (250) wirkt in gleichem Sinne; man sieht z. B. dicke Syruparten, die nicht beständig umgerührt werden, unten verbrennen, während die Oberfläche weit von dieser Temperatur entfernt ist.

528. Wärmemittheilung in Luftarten. — Prüft man die Mittheilung der Wärme nach dem Rumford'schen Verfahren (526) von einem obern heißen Körper aus durch die Luftmasse eines mit Thermometern versehenen Luftcylinders, so bemerkt man allerdiags bis auf eine gewisse Entfernung ein schwaches Steigen. Dasselbe vermindert sich

indess, wenn man die Thermometer durch kleine Schirme von der direkten Mittheilung der Wärme durch Strahlung (509) schützt. Die Leitung der Gase, wie es übrigens von ihrer geringen Masse und der Unabhängigkeit der Theilchen zu erwarten steht, erweist sich noch geringer, als diejenige der Flüssigkeiten.

Hingegen geht die Mittheilung der Wärme vermöge der Ausdehnung und Beweglichkeit noch leichter vor sich und es entwickeln sich durch die kleinsten Temperaturunterschiede wirbelartige Strömungen, deren bereits bei den Bewegungen der Luft (183) und des Wasserdampfes (479) Erwähnung geschah. In einer abgeschlossenen Luftmasse beobachtet man, bei Erwärmung von unten, nicht bloss eine Ausgleichung der Temperatur, sondern eine Anhäufung der wärmern Luft in dem obern Raume; wie bekannt, steht in einem von unten geheizten Zimmer ein oberes Thermometer meist merklich höher, als ein tieferes.

Luft, die nicht zirkulirt, oder wenigstens an dem Austausch mit der freien Luft gehindert wird, betrachtet man erfahrungsgemäss als das beste Mittel, Wärme oder Kälte zusammenzuhalten. Daher die Vortheile der Doppelfenster und Doppelthüren, der Doppelwände und Doppelboden, zumal wenn die Luftschicht von schlechtleitendem Holz begrenzt und durch Spähne, Stroh u. s. f. zu zirkuliren gehindert wird. Viele thierische Bekleidungen, die Wollentücher u. s. f. verdanken grossentheils ihr Vermögen, warm zu halten, der zwischen den Fasern gefangenen und gehemmten Luft. Schon Rumford prüfte diese Eigenschaft, indem er die Zeit beobachtete, welche ein warmes Thermometer in der Mitte eines von solchen Stoffen erfüllten Kolbens zur Abkühlung um eine bestimmte Zahl von Graden nöthig hatte. Die gewöhnlichen Substanzen folgten der Ordnung: Pelzwerk, Flaum, Wolle, Baumwolle, Seide, Hanf, Leder.

Fourier prüfte die Güte der Stoffe in dieser Beziehung, indem er sie über einen Eisenblock A (Fig. 311) legte und die Abkühlung eines aufgelegten Handthermometers beobachtete. Letzteres besteht aus einem kleinen blanken Eisengefäss B, das zum Boden eine sich genau anschmiegende Blase hat und Quecksilber, nebst empfindlichem Thermometer, enthält. Man beobachtet die Zeit zu einem gleichen Erkalten des Instrumentes, einmal frei, das andere Mal auf dem ableitenden Tuche. Der Unterschied der Zeiten ist um so kleiner, als das Tuch wärmer ist. Nach den für eine Wand (522) erläuterten Grundsätzen lässt sich ein Coefficient der Uebergangsleitung bestimmen, der um so kleiner gefunden wird, als das Tuch dicker und, innerhalb gewisser Grenzen, auch dichter ist.

B. Die Stralung der Wärme.

Cap. 1. Allgemeine Thatsachen.

529. Vorbemerkung. — Besteht die Leitung in einer Mittheilung der Wärme zwischen aneinander liegenden, sich anscheinend berührenden Theilchen, so bezeichnet hinwieder das Wort Stralung einen Uebergang auf Entfernung hin (509). Schon auf Entfernung empfinden wir, unabhängig von der zwischenliegenden Luft, die Wärme eines Feuers, schon vor der Berührung verräth ein Thermometer die Nähe eines Ofens. Von der Wärmequelle geht also Etwas aus, was, von den Körpern aufgenommen, als Wärme wirkt. Das als Stralung Fortgetragene selbst aber Wärme zu nennen, geht im Grunde über die Schranken der Thatsachen hinaus; der Verlauf wird lehren, dass es in der That noch andere, als bloss thermische Wirkungen gibt, durch welche die Stralung sich offenbaren kann. Betrachtet man die Stralung als Aetherwellen, die vom heissen Körper nach allen Seiten sich verbreiten und die auf ihrem Wege liegenden Körper erreichen, so begreift man die Möglichkeit, dass Erschütterungen von angemessener Natur, trotz der geringen Masse des Aethers, nach vielen Wiederholungen auch die lebendige Kraft der schwingenden materiellen Theilchen oder ihre Temperatur erhöhen können, während andere Schwingungen diess nicht in gleicher Weise vermögen. Bot doch schon die Acustik Fälle, wo mitgetheilte Schwingungen den einen Körper zum Tönen brachten, den andern, der nicht harmonisch gestimmt war, nicht (345).

Dass die Wärmestralung vollkommen das Vacuum durchdringt, beweist die Wirkung der Sonnenstralen, nachdem sie den nach unsern Begriffen von aller Materie (ausser dem Aether) befreiten Weltraum durchlaufen haben. Im Kleinen zeigte schon Rumford, dass ein Thermometer A (Fig. 312) in der Mitte einer Glaskugel, die das vollkommene Vacuum eines Barometers theilt, durch äussere Erwärmung, oder auch durch Wirkung eines Brennglases, so leicht als bei Gegenwart von Luft, zum Steigen gebracht wird. Weit entfernt, den Durchgang der Stralen zu begünstigen, wird es sich vielmehr zeigen, dass alle Körper, Luft nicht ausgenommen, als Hinderniss wirken und die Stralen schwächen.

In dieser Beziehung, wie in den meisten andern, folgen Wärme und Licht den gleichen Gesetzen. Manche Erscheinungen, die nur durch optische Mittel genügend erkannt werden, finden in der Lehre vom Lichte ihre weitere Ausführung. Dagegen gebührt der thermischen Seite der Erscheinungen und denjenigen Erscheinungen, die besonders auf thermischem Wege vollständig sich aussprechen, eine Stelle in der Wärmelehre.

530. Beobachtungsmittel. — In geringer Entfernung von einem Ofen verschwindet die direkte Wahrnehmung seiner Wärme; um die Erscheinungen der stralenden Wärme zu prüfen, bedarf es daher empfindlicherer Instrumente, als die gewöhnlichen Thermometer (387). Man fragt gewöhnlich auch nicht nach der absoluten Temperatur, sondern nach der Temperaturerhöhung, welche durch Wirkung der Strahlen hervorgebracht wird.

Das Differenzialthermometer besteht aus zwei mit Luft erfüllten Glaskugeln A, B (Fig. 313), welche durch die zweimal gebogene Röhre C verbunden sind, die zur Trennung Flüssigkeit enthält. Empfängt die eine Kugel stralende Wärme, während die andere, durch einen Schirm z. B., davor geschützt bleibt, so bewegt sich die Flüssigkeit in Folge der Erhöhung der Expansivkraft nach der kalten Seite hin, bis wieder Gleichgewicht eintritt. Das Instrument von Leslie hat eine sehr enge Röhre, deren horizontaler Theil kurz, die verticalen Theile lang sind. Die Flüssigkeit nimmt den ganzen untern Theil, beiderseits bis zur Mitte der verticalen Schenkel, ein, und misst durch ihren Höhenunterschied den Unterschied des Druckes. Denn die Erhebung h der Flüssigkeit, deren specifisches Gewicht S ist, entspricht einer Druckdifferenz $p - p'$, wenn

$$h \cdot S = p - p' = p_0 \gamma (t - t')$$

wo $p_0 \gamma t$, $p_0 \gamma t'$ die Druckvermehrungen bei gleichem Volume von 0 bis t und t' bezeichnen (158).

Rumford hingegen wählte eine lange horizontale Röhre C (Fig. 314), von etwas grosser Weite und in dieser einen nur kurzen Index von Flüssigkeit. Das Gleichgewicht bei ungleicher Temperatur der beiden Kugeln stellt sich dadurch her, das die Expansivkraft der einen Seite durch Ausdehnung des Volumens sich vermindert, die der andern durch Compression sich vermehrt, bis beide gleich geworden. Bezeichnen p , V Druck und Volumen der beiden Luftmassen (der Einfachheit willen gleich angenommen) vor der Erwärmung; vergrössert sich durch Erwärmung die eine um v , so vermindert sich die andere um ebensoviel, der Druck wird beiderseits gleich p' . Man hat daher nach den Gesetzen der Gase (154)

$$\frac{p' (V + v)}{1 + \gamma t} = \frac{p' (V - v)}{1 + \gamma t'} \quad \text{oder} \quad v = \frac{V \gamma (t - t')}{2 + \gamma (t + t')}$$

Die Verschiebung v ist nur dann mit $t - t'$ proportional, wenn $\gamma (t + t')$ gegen 2 vernachlässigt werden kann. ($\gamma = 0,003667$)

Zwei Umstände rauben den Differenzialthermometern ihre Genauigkeit: 1) dass die Wärme nur nach dem Durchgang durch Glas, daher geschwächt und verändert, auf die Luft wirkt; 2) dass, wegen der Dämpfe der Flüssigkeit, deren Expansivkraft nach andern Gesetzen variirt, als die der Gase (446), die Anzeige dem Temperaturunterschiede nicht proportional ist. Mit Alcohol oder Aether als Flüssigkeit, unter Verdünnung der Luft, erhält man allerdings höchst empfindliche, aber ungenaue Instrumente.

531. Der Mellonische Apparat. — Eine gründliche Kenntniss der Gesetze der stralenden Wärme hat erst mit Melloni begonnen, der

zu seinen Untersuchungen das schon zweimal erwähnte Mittel (516. 519) der thermo-elektrischen Ströme benutzte. Es besteht der Mellonische Apparat (Fig. 315) aus zwei Haupttheilen, der Säule A und dem Galvanometer B. Die Säule (grösser in A' dargestellt) wird von einem Bündel aus 30 bis 40 Paaren Wismuth- und Antimonstäben a, b gebildet, die folgeweise zu einer Zickzacklinie zusammengelöthet sind. Eine Hülse c umfasst diese in Siegellack eingebetteten Elemente und kann beiderseits zur Abgrenzung der benutzten Stralbündel mit kleinen Röhren d versehen werden. Von den zwei Stiften e, f, den Verlängerungen der letzten Stabenden, führen Drähte nach dem zweiten Theile, dem Galvanometer B. Sie stehen dort in metallischer Verbindung mit den Enden eines langen, auf dem Rahmen g aufgewundenen, Drahtes, zwischen dessen Windungen eine leichte Magnetnadel h, von einem Coconfaden oder einer Spitze gehalten, freispielt. Hat man anfangs die Windungen der Nadel parallel gestellt, was dem Einspielen der letztern auf den Nullpunkt der Kreistheilung entspricht, und lässt strahlende Wärme auf die eine Seite der Säule wirken, während die andere Seite geschützt bleibt, so wird die Nadel abgelenkt und der Winkel der Ablenkung bei fortdauernd gleicher Einwirkung erlaubt auf die Stärke der Einstrahlung zurückzuschliessen. Erwärmung der andern Seite der Säule, oder Erkältung der ersten, geben eine entgegengesetzte Ablenkung; gleiche Einwirkung auf beiden Seiten lässt die Nadel unbewegt.

Der Mellonische Apparat stellt also wieder ein Differenzialthermometer dar, an welchem die einstralende Wärme jedoch ohne Zwischenkunft eines fremden Körpers auf die thermometrische Substanz, die Löthstellen, wirkt. Durch Bedecken der Löthstellen mit Kohlen-schwarz macht man dieselben zur vollständigsten Aufnahme sämtlicher Wärmestralen geeignet und kann überhaupt dem Instrumente eine auf 0,01⁰ und weniger reichende Genauigkeit geben. Schirme und Stative verschiedener Art schützen die Endflächen der Säule vor fremden Einflüssen oder dienen zur Abgrenzung der einfallenden Stralen.

532. Richtung und Geschwindigkeit der Stralen. — Die Wärme einer Lampenflamme kann mit Hülfe einer empfindlichen Säule bis auf 1,5 und 2 Met. wahrgenommen werden. Schiebt man irgendwo zwischen beide einen Holz- oder Metallschirm vor, so hört die Einwirkung in dem Augenblicke auf, wo der Schirm über die gerade Linie vorgreift, stellt sich aber wieder ein, wie man ihn hinter jene Linie zurückzieht. Die Strahlung der Wärme folgt also geraden Linien und jede solche Linie, längs deren die Ursache der Erwärmung fortschreitet, nennt man kurzweg Wärmestral. Viel entscheidender, weil die grössten Entfernungen umfassend, folgt der Beweis für die geradlinigte Fortpflanzung aus dem Verlaufe der Sonnenstralen, in denen Wärme und Licht sich begleiten. Wo das Licht der Stralen, gelangt auch die Wärme derselben hin und der Lichtschatten hinter einem Körper erscheint, unter gewissen Einschränkungen, als gleich begrenzter Wärmeschatten.

Es ist bis jetzt nicht gelungen, durch direkte Versuche die Geschwindigkeit der Wärmefortpflanzung durch Strahlung irgendwie zu bestimmen. Die Entfernungen, auf welche hin die stralende Wärme sich beobachten lässt, sind viel zu klein, die beweglichen Theile der Instrumente viel zu träge und langsam, um zwischen dem Ausgang der Wärme von einem heissen Körper und der Ankunft am Instrumente irgend einen Zeitunterschied anzudeuten. Betrachtet man überdiess stralende Wärme und Licht als sich begleitende analoge Vorgänge, so wird die ungeheuere Geschwindigkeit der letztern, 40500 geographische Meilen auf die Sekunde, genähert auch für erstere gelten, daher für alle terrestrischen Entfernungen als vollkommen unmessbar erscheinen.

533. Das Gesetz der Intensität. — Mit der Entfernung von der Wärmequelle nimmt die Stärke der stralenden Wärme, in Folge der Divergenz der geraden Stralen, sehr rasch ab. Da zum Auffangen der ganzen Wärme rings herum in der 2, 3, 4fachen Entfernung, eine 4r², 9, 16 mal grössere Kugelfläche nothwendig ist, so wird die von den Flächeneinheit aufgefangene Wärme, die Wärme-Intensität, in eben diesem Verhältnisse abnehmen müssen. Für zwei Entfernungen r , r' , denen die Intensitäten i , i' zugehören, hätte man

$$\frac{i}{i'} = \frac{r'^2}{r^2} \text{ oder } i r^2 = i' r'^2$$

dasselbe Gesetz, das für die Ausbreitung der Schwere (92) und für die Ausbreitung des Schalles (303) galt.

Mit Bezug auf Wärme lässt sich die Richtigkeit des Gesetzes, was beim Schall nicht möglich war, direkt nachweisen. Schon Lambert war es mit Hülfe gewöhnlicher Thermometer ziemlich geglückt. Entscheidender sind die Versuche von Melloni, deren einen wir beispielsweise anführen wollen.

r	i	$i \cdot r^2$
100	10,34	103400
70	21,10	103390
60	28,73	103428

Je entfernter die Wärmequelle abliegt, desto geringern Einfluss hat die gleiche Aenderung der Entfernung auf die Intensität, wenn i und r , um $-\delta i$ und δr variiren, so folgt in erster Annäherung aus

$$i \cdot r^2 = (i - \delta i) (r + \delta r)^2, \quad \delta i = \frac{2i}{r} \delta r$$

Daraus erklärt sich, dass mit Rücksicht auf die Stralen der Sonne, die als parallel zu betrachten sind, der Einfluss aller terrestrischen Entfernungen an sich verschwindet.

Bei der Gleichheit des Gesetzes, nach welchem Schallrichtungen und Wärmestralen sich mit der Entfernung verändern, werden alle jene Bemerkungen, welche über Schwächung, Gleichheit und Verstärkung des Schalles vorgebracht wurden (303), je nachdem die Richtungen divergirend, parallel oder convergirend waren, auch auf die Wärme ihre Anwendung finden.

Cap. 2. Durchstrahlung und Absorption.

534. Der Grundversuch. — Lässt man die Stralen einer sehr gleichmässig brennenden Lampe (Moderator oder Carcellampe) auf die Säule des Mellonischen Apparates fallen, so liefert die beobachtete Ablenkung ein Maass für die ganze Einstrahlung. So wie man aber eine Glasscheibe auf den Weg der Stralen einschaltet, vermindert sich die Ablenkung; von der ganzen Wärme 1 geht also nur ein der neuen Ablenkung entsprechender Theil i durch das Glas, der andere $i' = 1 - i$ geht verloren oder wird vielmehr im Glase zurückgehalten. Die Erscheinung des Durchgangs der stralenden Wärme heisst Durchstrahlung, die Eigenschaft der Körper, die Durchstrahlung zu gestalten, Diathermanität (wohl auch Diathermanie), die entgegengesetzte Eigenschaft Athermanie, endlich innere Absorption das Zurückhalten der Wärme.

Schon H. Davy zeigte, dass stralende Wärme durch eine Eisplatte hindurch ein Thermometer weit über 0^0 erwärmen könne, dass also die Durchstrahlung ohne Erwärmung des Zwischenkörpers von Statuten gehe. Das haben spätere Erfahrungen bestätigt; nur der zurückbleibende absorbirte Antheil wirkt erwärmend und ausdehnend auf den Körper.

Wenn sich die Platte auf diese Weise bis zu ihrer zweiten Fläche erwärmt hat, strahlt sie ihrerseits eigene Wärme nach der Säule hin, welche mit der durchstralenden sich mischt. Bei genauen Versuchen muss dieser letzte störende Antheil beseitigt werden, wozu zwei Umstände die Möglichkeit bieten: 1) die Durchstrahlung ist augenblicklich und macht sich in ganz kurzer Zeit an der Nadel geltend; die Erwärmung der Platte verlangt Zeit, was die Beobachtung zu beenden gestattet, bevor ihr Einfluss ein merklicher wird. 2) Die durchstrahlte Wärme kommt aus grösserer Entfernung als die Strahlung der Platte; stellt man daher die Säule in eine gewisse Entfernung von letzterer, so wird der letzte Antheil im Vergleich zu ersterem bedeutend vermindert (533). Unterbricht man endlich den Versuch durch Verdecken der Wärmequelle, so gestattet die noch fortdauernde Strahlung der Platte, den Betrag derselben für sich zu bestimmen und bei den vorangegangenen Messungen in Rechnung zu bringen.

535. Einfluss der Substanz. — Aus der grossen Zahl Substanzen, welche Melloni mittelst der Wärme einer Lampe geprüft hat, heben wir einige hervor. Die eingestralte Wärme ist als Eins angenommen; etwa 0,08 sind durch Reflexion verschwunden, die Zahl gibt an, wie viel vom Ganzen durchgestrahlt ist.

1) Glasarten. — Dicke 1,88 Millim.

Flintglas (Guinand)	0,67	Crown Glas, französ.	0,58
» englisches	0,65	Fensterglas	0,54
» französisches	0,64	» andere Sorte	0,50
Spiegelglas	0,62	Crown Glas, englisches	0,49

2) Krystallisirte Substanzen. — Dicke 2,62 Millim.

Spiegelglas	0,62	Borax, durchscheinend	0,28
Klares Steinsalz	0,92	Grüner Turmalin	0,27
Klarer Kalkspath	0,62	Gyps, klar	0,20
» Bergkrystall	0,62	Klarer Flussspath	0,15
Rauchtopas	0,57	Kohlens. Ammoniak	0,13
Topas, brasilianischer	0,54	Klarer Alaun	0,12
Weisser Agat	0,35	Blauer Kupfervitriol	0,00
Klarer Schwerspath	0,33		

3) Flüssigkeiten. — Dicke 9,21 Millim.

Spiegelglas	0,53	Ammoniaklösung	0,15
Schwefelkohlenstoff, klar	0,63	Salpetersäure, reine	0,15
Chlorschwefel, rothbraun	0,63	Absol. Alcohol, farblos	0,15
Phosphorchlorür, farblos	0,37	Kalihydrat, farblos	0,13
Nussöl, gelb	0,31	Essigsäure, farblose	0,12
Terpentinöl, farblos	0,31	Zuckerwasser	0,12
Olivenöl, grüngelb	0,30	Alaunlösung	0,12
Naphta, schwach braungelb	0,28	Steinsalzlösung	0,12
Lavendelöl, farblos	0,26	Eiweiss, schwach gelblich	0,11
Schwefeläther, farblos	0,21	Wasser, destill.	0,11
Reine Schwefelsäure, farbl.	0,17		

Unter allen Substanzen ragt das Steinsalz auffallend hervor; nach Abzug des oberflächlich reflektirten Theiles scheint die übrige Wärme nahe ungeschwächt durchzugehen. Dieser Eigenschaft verdankt das Steinsalz seine hohe Wichtigkeit für alle Versuche, in denen es sich um eine möglichste Erhaltung der Wärmestralen handelt.

Auffallend ferner ist die Unabhängigkeit der Diathermanie von der Durchsichtigkeit, indem ganz klare Substanzen, z. B. Alaun und Wasser, sehr tief stehen, während der fast undurchsichtige Rauchtopas das 4 fache davon durchlässt. Ganz undurchsichtige Gläser, von Braunstein gefärbt, sind noch lange nicht atherman. Auch in der Wirkung farbiger Gläser fehlt jede bestimmte Beziehung zu der Färbung. Melloni fand z. B. bei einer Dicke von 1,85 Millim.

Dunkel violet	0,53	Goldgelb	0,33
Lebhaftroth	0,47	Dunkelblau	0,33
Hellblau	0,42	Apfelgrün	0,26
Dunkelgelb	0,40	Dunkelblau	0,19

Die Natur des Glases, mit Hinsicht auf den färbenden Stoff, scheint weit entscheidender, als das optische Verhalten.

Als vollkommen undurchdringlich oder atherman für Wärme, auch bei dünnster Schicht, erwiesen sich die sämtlichen Metalle, Gold ausgenommen, das in Gestalt von Goldschaum etwas durchlässt, dann die Kohle und die grösste Zahl der festen organischen Stoffe.

536. Einfluss der Dicke. — Den Gang der Absorption im Innern der Substanz ermittelte Melloni, indem er verschieden dicke Platten des nämlichen Glases prüfte. Er erhielt z. B. für Glas und für Rüböl (bei der ersten Substanz ist die Zurückwerfung 0,08 in Abzug gebracht)

Dicke. Mm.	Durchgestr. Wärme.	Absorb. Wärme.	Absorption jeder Schicht.	Absorptions- verhältniss.
Spiegelglas.				
2,068	0,619	0,304	0,304	0,329
4,136	0,576	0,347	0,343	0,069
6,202	0,558	0,365	0,018	0,031
8,272	0,549	0,374	0,009	0,017
Rüböl.				
27,069	0,294	0,706	0,706	0,706
54,139	0,270	0,730	0,024	0,115
71,209	0,255	0,745	0,015	0,051
108,279	0,224	0,756	0,011	0,044

Die letzte Columne bezeichnet, in welchem Verhältniss eine jede der gleichen Schichten, nicht die ganze, sondern die noch zu ihr gelangende Wärme schwächt. Diess Verhältniss wird immer kleiner. Mit andern Worten: Die durch eine erste Schicht gegangene Wärme hat die Eigenschaft gewonnen, leichter als die ursprüngliche durch eine folgende Schicht zu gehen. Eine neue gleichartige Schicht einem dicken Körper hinzugefügt, wird daher dessen Durchstrahlung nur wenig mehr verändern. Wäre das Verhältniss der Absorption durch alle Schichten das nämliche, so würde die durchstrahlende Wärme nach einer geometrischen Progression sich vermindern. Ein so einfaches Gesetz findet nicht statt; doch scheint der geringe Einfluss, den die vom Durchgang durch eine dicke Platte geläuterte Wärme, durch neue Schichten derselben Substanz erleidet, diesem Gesetze sich zu nähern.

537. Mehrere Platten. — Ganz anders als eine gleichartige, wirkt eine Schicht einer neuen Substanz auf die aus einer ersten Platte kommende Wärme. Die Absorption ist meist stärker, kann bisweilen sehr stark sein und ganz verschieden von derjenigen der ursprünglichen Wärme. So fand Melloni, dass von der auf eine zweite Platte als Einheit fallenden Wärme folgende Bruchtheile durchstrahlen:

Zweite Platte	Erste Platte.					
	Keine.	Alaun	Gyps	Chroms.	Grün.Glas	Schwarz.
2,6 Mm		2,6 Mm.	2,6 Mm.	Kali 2,6 Mm.	1,85 Mm.	Glas 1,85 M.
Steinsalz	0,92	0,92	0,92	0,92	0,92	0,92
Flusspath	0,78	0,90	0,91	0,88	0,90	0,91
Kalkspath	0,39	0,91	0,89	0,56	0,59	0,55
Bergkrystall	0,38	0,91	0,85	0,52	0,78	0,54
Glas	0,34	0,90	0,82	0,47	0,56	0,45
Chroms. Kali	0,34	0,57	0,53	0,71	0,28	0,24
Schwerspath	0,24	0,36	0,47	0,25	0,60	0,57
Adular	0,23	0,23	0,58	0,43	0,50	0,23
Borax	0,18	0,23	0,33	0,23	0,30	0,24
Grün.Turmalin	0,18	0,01	0,10	0,14	0,24	0,30
Gyps	0,14	0,59	0,54	0,22	0,09	0,15
Alaun	0,09	0,90	0,47	0,15	0,005	0,003

Aehnliche Resultate erhält man mittelst verschiedenfarbiger Gläser. Von allen Substanzen hat einzig das Steinsalz die merkwürdige Eigenschaft, die Wärme aller Platten nahe vollständig und mit gleicher

Leichtigkeit durchstrahlen zu lassen. Alle andern Substanzen schwächen sie und zwar auf eigenthümliche Weise, je nach der Natur der ersten Platte. Die Zahlreihen der verticalen Columnen folgen keineswegs der Ordnung der ersten, und so auch weichen die horizontalen Bestimmungen der einen Substanz als zweite Platte, oft nach verschiedener Seite, von denen einer andern Substanz ab.

Von diesen sehr verwickelten, scheinbar regellosen Verhältnissen, kann nur die einzige Annahme Aufschluss geben, dass man die ursprüngliche Wärme als ein Gemenge sehr verschiedenartiger Wärmestralen betrachtet, auf welches jede Substanz auf eigene Weise auswählend wirkt, nämlich die einen Schwingungen leichter, die andern schwerer zur Bewegung seiner eigenen Theile in Anspruch nimmt. Das Licht bietet ähnliche Fälle. Dem klaren, durchsichtigen Körper wäre das Steinsalz zu vergleichen, das alle Wärmearten durchlässt; während die übrigen Stoffe mit farbigen Medien zu vergleichen sind, die das Tageslicht nur verändert und gefärbt erscheinen lassen. Nach Analogie hat man diese Eigenschaft der meisten Körper Wärmefärbung oder Diathermansie genannt.

538. Einfluss der Wärmequelle. — Mit dieser Ansicht über die Verschiedenartigkeit und Zusammengesetztheit der Wärme stimmen denn auch die ganz abweichenden Absorptionen überein, welche die nämliche Platte auf die Wärme verschiedenen Ursprunges ausübt, selbst wenn man ihre ursprüngliche Stärke, durch Aenderung der Entfernung, auf das gleiche Maass zurückführt. Melloni benutzte vier Wärmequellen: eine Locatelli-Lampe circa 1000°, glühendes Platin gegen 700°, heisses Kupfer 390°, endlich Kupfer von 100° und erhielt theils mit Spiegelglas von verschiedener Dicke, theils mit verschiedenen Substanzen von gleicher Dicke folgende Zahlen für die Durchstrahlung:

Platte.		Wärmequelle.			
		Locat.Lampe.	Glüh.Plat.	Kupfer 390°	Kupfer 100°
Spiegelglas	0,07 Mm.	0,77	0,57	0,34	0,12
»	0,5	0,54	0,37	0,12	0,01
»	1,0	0,46	0,31	0,09	0,00
»	2,0	0,41	0,25	0,07	0,00
»	4,0	0,37	0,20	0,05	0,00
»	8,0	0,33	0,17	0,03	0,00
Steinsalz	2,6	0,92	0,92	0,92	0,92
Flussspath	»	0,78	0,69	0,42	0,33
Kalkspath	»	0,39	0,28	0,06	0,00
Spiegelglas	»	0,39	0,24	0,06	0,00
Bergkrystall	»	0,38	0,28	0,06	0,00
Rauchtopas	»	0,37	0,28	0,06	0,00
Topas	»	0,33	0,24	0,04	0,00
Schwerspath	»	0,24	0,18	0,03	0,00
Adular	»	0,23	0,19	0,06	0,00
Borax	»	0,18	0,12	0,08	0,00
Turmalin	»	0,18	0,16	0,03	0,00
Gyps	»	0,14	0,05	0,00	0,00
Alaun	»	0,09	0,02	0,00	0,00
Eis	»	0,06	0,00	0,00	0,00

Der Vorzug des Steinsalzes bewährt sich auch hier. Gegen alle diese Substanzen verhält sich die Wärme als um so leichter durchstralend, je höher die Temperatur der Wärmequelle ist. Den Unterschied der von Licht begleiteten oder leuchtenden Wärme von der dunkeln, den die obigen Zahlen für künstliche Wärmequellen bei den meisten Substanzen auffallend darthun, kannten schon die ältern Physiker. Namentlich fiel es auf, wie die Stralen der Sonne, — weitaus die an Licht und Wärme intensivste Quelle, die wir kennen, — beinahe ungeschwächt eine und mehrere Glasscheiben durchdringt, während schon die Wärme eines Feuers zum grössten Theile absorbirt wird. Aus dieser Verschiedenheit erklärte sich die Hitze, die im Sonnenschein unter Glasglocken oder hinter den Glasscheiben der Treibbeete und Treibhäuser, sich sammelt; die Sonnenstralen dringen mit voller Leichtigkeit ein, die dunkeln Stralen der erwärmten Gegenstände werden dagegen grossentheils vom Glase absorbirt und mit diesem erwärmt sich der ganze Raum hinter demselben. Saussure sah in einem geschwärzten hölzernen Kasten, der von drei Glasplatten hintereinander geschlossen und der Sonne ausgesetzt wurde, ein Thermometer von 5° auf 87° steigen.

539. Die Temperatur der Wärmequelle. — Die vorigen Versuche scheinen zu ergeben, dass die Durchstrahlung stets mit steigender Temperatur der Wärmequelle zunehme, d. h. dass bei höherer Temperatur das Wärmegemenge verhältnissmässig mehr der leichtdurchgehenden Stralen enthalte, weniger der leicht absorbirbaren. Knoblauch hat diese Frage durch Anwendung von vier Wärmequellen von hoher, obgleich bestimmt verschiedener Temperatur, verneinend beantwortet. Er erhielt mit Flammen von Wasserstoff, gegen 1400° , einer Argand'schen Lampe (1100°), Weingeistlampe (900°) und glühendem Platin (700°), folgende Ablenkungen, wobei die ursprüngliche Ablenkung ohne Platte durch Veränderung der Entfernung der Wärmequelle stets auf 20° gebracht worden war.

Platte.		Wärmequelle.			
Natur.	Dicke.	Wasserst. Flamme.	Argand. Lampe.	Weingeist. Flamme.	Glüh. Platin
Roths Glas	1,5 Mm.	12,00	14,25	10,75	11,25
Blaues »	1,4	11,00	11,75	10,75	10,75
Alaun	1,4	7,75	10,50	7,50	8,25
Weisser Glimmer	0,2	15,25	19,00	13,25	17,50
Grüner »	0,1	16,25	17,75	18,25	17,75
Weisses Glas	1,3	12,00	15,00	11,00	12,00
Steinsalz	4,4	15,75	17,00	15,50	16,50
Kalkspath	3,7	8,50	12,50	8,00	8,25
Gyps	1,4	6,25	10,25	6,25	7,75
Glaspapier	0,2	11,50	14,25	11,50	11,75

Bei keiner von allen Substanzen folgt die Ordnung der Zahlen derjenigen der Temperaturen.

Benützte man niedrigere Wärmequellen, z. B. die Stralen, die von einem Blechwürfel mit heissem Wasser ausgingen, und wiederholte mit Glas sowohl als mit Glimmer und andern Substanzen den Versuch bei verschiedenen Stufen des Erkaltens von 100° bis 40° C, so war durch-

aus keine Abnahme des Wärmedurchganges wahrzunehmen. Es war auch gleichgültig, womit die ausstralende Fläche bedeckt, von welcher Natur der ausstralende Körper sei. Wurden höher temperirte Wärmequellen benutzt, so begannen mit 120° etwa Unterschiede, die von der Natur des heissen Körpers abhingen und beim Glühen noch bedeutender wurden. Nicht die Temperatur, wenigstens nicht allein, sondern die Beschaffenheit der Wärmequelle einerseits, sowie die Natur der auswählend absorbirenden Platte anderseits bestimmen also das Verhältniss der Durchstrahlung.

Bei Anwendung dieser niedern Wärmequellen liessen verschiedenartige Platten Wärmearten durch, die mit einer zweiten Platte geprüft, in gleichem Verhältniss geschwächt wurden.

540. Die Durchstrahlung der Luft. — Obgleich die äussere Luft bei kleinen Entfernungen keine merkbare Schwächung der Wärme durch Absorption bewirkt, so wäre dennoch nicht unmöglich, dass die Sonnenstrahlen auf dem langen Wege durch die ganze Atmosphäre einen erheblichen Theil ihrer Wärme verlören. Die Durchgangsfähigkeit, wodurch an der Erde die Sonnenwärme sich vor allen künstlichen Wärmearten auszeichnet (538), könnte ebensowohl eine Folge der Läuterung sein, die sie auf ihrem Wege durch die Atmosphäre erlitten, als der unbekannten Natur der Sonne selbst. Die Bestimmung dieser Schwächung war der Zweck mehrerer Untersuchungen.

1) Das Actinometer von Herschel, in der Gestalt, wie es von Forbes und Kämtz benutzt wurde, besteht aus einem sehr empfindlichen Thermometer A (Fig. 316) mit sehr grossem Behälter und schwarzgefärbtem Wasser als Flüssigkeit. Man beobachtet an demselben, nicht den bleibenden Stand der Flüssigkeit, sondern die Schnelligkeit ihres Steigens, indem man dasselbe nach einander je eine Minute durch, geschützt vor der Sonne, dem freien Himmel, dann senkrecht den Sonnenstrahlen selbst, endlich wieder dem Himmel zuwendet. Das Mittel der ersten und letzten Veränderung gibt das von fremden Einflüssen bewirkte Steigen, und, abgezogen von der mittlern Beobachtung, den reinen Einfluss der Sonnenstrahlen und somit ein Maass ihrer Intensität. Mittelst der Schraube a wird der als Boden des Behälters dienende Stempel b so regulirt, dass das Ende der Flüssigkeit von Anfang auf einen immer gleichen Punkt der Eintheilung c weist.

2) Wichtiger ist das von Pouillet und später von Althans benutzte Pyrheliometer geworden, weil es die Wirkung der Sonnenstrahlen nicht bloss thermometrisch, sondern auch calorimetrisch bestimmen lässt. Ein flaches scheibenförmiges Gefäss A (Fig. 317), von einer dünnen, geschwärzten Fläche a geschlossen, enthält die Kugel b eines in der Röhre c befindlichen und durch einen gutschliessenden Pfropf gehenden Thermometers, und ist mit einem bekannten Wassergewicht P angefüllt. Die Röhre c geht durch die Hülse d eines Statives B, trägt eine dem Gefässe A gleiche Scheibe C, die bei richtiger Orientirung gegen die Sonnenstrahlen den Schatten von A genau auffängt, und endet in einen Knopf e, der zur Drehung des Ganzen und damit zur steten Bewegung der Flüssigkeit des Gefässes dient.

Man beobachtet dann, ähnlich wie beim vorigen Instrumente, 1) während 5 Minuten das Sinken t' des Thermometers (oder das Steigen), wenn das Gefäß, geschützt vor der Sonne, aber bei gleicher Neigung, nach einer andern Gegend des Himmels gewendet ist; 2) ebenso lange das Steigen t unter der senkrechten Einstrahlung der Sonne; endlich 3) wieder 5 Minuten das Sinken t'' unter den Verhältnissen der ersten Beobachtung. Die von der Sonne allein bewirkte Erwärmung auf 1 Minute und die daraus hervorgehende Wärmeaufnahme werden sein

$$\tau = t + \frac{1}{2}(t' + t'') \text{ und } Q = \frac{(P + p)\tau}{5 \cdot a} \quad (1)$$

wo p das Wasseräquivalent des Gefäßes bezeichnet (398).

541. Resultate. — Die Erwärmung τ wird nothwendig mit der Zenithdistanz φ variiren, denn mit dieser verändert sich die Weglänge $s = AB$ (Fig. 317), welche der Stral in der Atmosphäre durchlaufen muss. Zwischen der Weglänge s , der Zenithdistanz φ , der Höhe der Atmosphäre $h = AC$ und dem Radius der Erde $R = AD$ (95) gibt das Dreieck ABD die Beziehung

$$s^2 + 2sR \cos \varphi = 2Rh + h^2 \quad (2)$$

Für die Abhängigkeit von τ und φ hatte Lambert bereits auf theoretischem Wege ein Gesetz aufgestellt

$$\tau = e^{-a \sec \varphi} \quad (3)$$

wo a eine solche Constante bezeichnet, dass $\tau_0 = e^{-a}$ die Erwärmung für $\varphi = 0$, oder bei vertical angenommener Einstrahlung ist. Nach seinen Beobachtungen mit dem Pyrheliometer hält sich Pouillet an einen etwas abweichenden Ausdruck

$$\tau = T \cdot b^s \quad (4)$$

T nennt er die Solarconstante, nämlich die Erwärmung entsprechend $s = 0$, wenn der Stral durch keine Luft geht.

Für seinen Apparat hatte er $Q = 2,624 \cdot \tau$, wenn man als Einheiten Quadratmeter und Kilogramm annimmt. Für $s = 0$ findet er dann $T = 60,72$. Die Wärmemenge der Sonne ohne Atmosphäre oder die ungeschwächte Wärme, die 1 Quadratmeter in 1 Minute empfängt, wäre hiernach

$$Q = 2,624 \cdot 6,72 = 17,633, \text{ auf 1 Stunde } 1058,00 \text{ Wärmeeinheit.}$$

Die andere Constante b des Ausdruckes (4) variirt mit dem Tage und der Reinheit der Luft. Die Werthe lagen zwischen 0,72 und 0,79, Mittel 0,755.

Setzt man $s = h$, so hat man die Erwärmung bei verticaler Einstrahlung, also $\tau = 6,72 \cdot 0,755 = 5,074$. Daraus denn

$$Q = 2,624 \cdot 5,074 = 13,313, \text{ auf 1 St. } 798,78 \text{ W.Einh.}$$

Von 1058 Einheiten gelangen hiernach 798,78 zur Erde und gehen 259,22 bei vertical angenommenem Durchgang verloren, also zwischen $\frac{1}{5}$ und $\frac{1}{4}$.

Althans, der ähnliche Versuche anstellte, erhielt weit grössere Zahlen, nämlich für die Sonnenwärme ohne Atmosphäre in gleichen Einheiten auf 1 Minute und 1 Stunde.

$$Q = 37,748 \text{ und } 2264,88 \text{ W.Einh.}$$

und für die vertical durch die Atmosphäre zur Erde gelangende in

1 Stunde $Q = 1808,93$, so dass 455,93 in der Atmosphäre zurückbleiben würden. Das Verhältniss ist wieder $\frac{1}{5}$, trotz der Abweichung der Zahlen selbst.

Von den obigen Daten ausgehend, berechnet Pouillet, dass die ganze beschienene Halbkugel in Summe etwa 0,6 der auf sie strahlenden ursprünglichen Sonnenwärme erhält, während 0,4 davon im Luftkreise bleiben. Die im ganzen Jahre empfangene Wärmemenge wäre genügend um gleich vertheilt, eine gleichmässige Eisschicht von 30,89 Met. Dicke zu schmelzen.

Cap. 3. Die Richtungsänderungen der Stralen.

542. Zwei Arten der Zurückwerfung. — Fallen Wärmestralen auf die Oberfläche eines Körpers, so theilen sie sich in zwei Haupttheile, der eine dringt ein, der andere geht nach dem ersten Medium zurück, wird zurückgeworfen. Jener, wie bereits erläutert, kann entweder unmittelbar durchstralen, oder er wird schneller oder langsamer absorbirt; dieser zerfällt seinerseits in zwei Theile, deren einer regelmässig, der andere diffus reflektirt wird.

Wenn man eine kleine Fläche A (Fig. 318), z. B. von Metall, den Stralen einer intensiven Lampe B aussetzt, und hinter dem die direkten Stralen abhaltenden Schirme C, die Säule gegen die Fläche richtet, und den Raum damit untersucht, so erhält man zwar auf allen Richtungen geringe Wirkungen der Wärme; bei einer bestimmten Richtung der Säule jedoch, — derjenigen, für welche der einfallende und reflektirte Stral gleiche Winkel α , β mit der Fläche bilden, — sind die Anzeigen besonders stark. Es erfolgt also nach allen Seiten hin eine schwache diffuse, nach einer einzigen bestimmten Richtung eine starke regelmässige Zurückwerfung. Beide Erscheinungen folgen ganz verschiedenen Gesetzen und müssen daher verschiedenen Ursprunges sein. Die regelmässige Zurückwerfung, nach dem gleichen Gesetze wie die Reflexion des Schalles (299) und des Lichtes vor sich gehend, war schon den ältern Physikern bekannt, namentlich diente sie Leslie als Grundlage bei seinen zahlreichen Versuchen über stralende Wärme; die Eigenschaften der diffusen Zurückwerfung hingegen sind erst durch die neuern Arbeiten von Knoblauch vollständig aufgeklärt worden.

543. Die regelmässige Zurückwerfung. — Um die Schwächung der Wärmestralen mit der Entfernung (533) zu hindern, und ihre Wirkung zu concentriren, bediente sich Leslie zweier Hohlspiegel aus blankem Messing. Werden zwei parabolische Spiegel A und B (Fig. 319) einander gegenüber aufgestellt, und in den Brennpunkt a des einen ein heisser Körper gebracht, so werden die divergirenden Stralen durch Reflexion vom ersten Spiegel parallel gemacht, gelangen auch bei grosser Entfernung ungeschwächt auf den zweiten und werden von diesem wieder in den Brennpunkt b, auf die Kugel eines Differenzialthermometers (530), vereinigt. Etwas weniger genau wirken die

gewöhnlich benutzten, nach Kugelflächen gearbeiteten Spiegel, deren Brennpunkte in die Mitte des Axen-Radius fallen. Man kann auf diese Weise die Wärme eines heissen Wassergefässes aus einer Entfernung von 7—10 Meter bemerkbar machen, mittelst glühenden Kohlen Schwamm entzünden u. s. f. Je grösser die Entfernung, desto mehr Sorgfalt verlangt natürlich die gegenseitige Stellung der Spiegel.

Zur Untersuchung der Stärke der Reflexion oder des Reflexionsvermögens selbst liess Leslie die von dem zweiten Spiegel reflektirten Stralen (Fig. 319) vor ihrer Vereinigung auf die zu prüfende vertical gestellte Fläche c fallen und sammelte sie, nach einer nochmaligen dritten Reflexion in b' auf der Kugel des Thermoscops. Auf diesem Wege erhielt er, mit blankem Messing als 100 verglichen, die folgenden Zahlen:

Messing	100	Stahl	70	Glas	10
Silber	90	Blei	60	» mit Oel	5
Blattzinn	80	Zinnamalgalam	10	Lampenschwarz	0

Die blanken Metalle werfen am meisten, die feinzerteilte Kohle beinahe gar nichts zurück.

544. Genauere Bestimmungen. — Melloni bestimmte quantitativ, bei Substanzen mit natürlich spiegelnder Oberfläche, deren diffuse Zurückwerfung verschwindend klein ist, das Verhältniss der regelmässig reflektirten zur einfallenden Wärme oder das Reflexionsvermögen. Er liess z. B. die wenig absorbirbare Wärme, die durch eine 8 Mm. dicke Glasschicht gegangen war, senkrecht auf eine neue dünne Glasscheibe fallen und fand, dass die seeinen Verlust von 0,077 verursachte, Summe der Reflexionen an derersten und zweiten Glasfläche. Bezeichnet ρ das Verhältniss der Reflexion an der ersten Fläche, so gelangt eine Strahlung $1 - \rho$ an die zweite und erleidet, unter Annahme einer gleichen Einwirkung, eine zweite Reflexion im Betrag von $(1 - \rho) \rho$. Man hat also bei Vernachlässigung der noch schwächern spätern Reflexionen $\rho + (1 - \rho) \rho = 0,077$ oder $\rho = 0,0393$

An der Vorderfläche des Glases werden also 0,0393 (gegen $\frac{1}{25}$), an der Rückfläche 0,0377 der senkrecht einfallenden Stralen regelmässig reflektirt.

Diese Zahl wurde bei allen glasartigen und krystallinischen Substanzen mit natürlich glänzender Oberfläche nahe gleich erfunden, z. B. bei Glas, Bergkrystall, Steinsalz, Topas, Schwerspath, Flussspath, Alaun u. s. f. Die Zurückwerfung erwies sich ferner nahe gleich, von welcher Quelle die Wärme stammte und endlich zeigte sich durch Prüfung der reflektirten Stralen mittelst des Durchganges durch diathremane Medien (539), dass auch ihre Beschaffenheit kaum von der ursprünglichen abweicht. Es beweisen diese Umstände, dass die regelmässige Reflexion der gedachten Substanzen, eine mehr äusserliche Erscheinung ist, bei welcher der Einfluss der Substanz zurücktritt.

Die Reflexion an blankem Messing war 11,3 mal stärker, als die einer Glasfläche und steigt also auf $11,3 \cdot 0,0393 = 0,444$ (gegen $\frac{1}{2}$).

Die Versuche von De la Provostaye und Desains führen auf weit grössere Zahlen (der Winkel mit der Senkrechten war 50°).

Silberplattin, gut polirt	0,97	Zinn, durch Reiben polirt	0,855
Kupfer, durch Reiben polirt	0,93	Spiegelmet., schwach angel.	0,825
Messing, durch Hämmern pol.	0,93	Harter Stahl, durch Reib. pol.	0,81
» » Reiben »	0,92	Eisen- » » »	0,77
Kupfer, gefirnisst	0,86	Blattsilber auf Glas	0,73
Spiegelmetall, frisch polirt	0,855		

Schon Melloni erkannte, mit Rücksicht auf den Einfallswinkel, einen wesentlichen Unterschied zwischen der Zurückwerfung der Metalle und derjenigen der glasartigen Substanzen. Bei jenen ändert sich die Reflexion nur sehr wenig mit der Schiefe der Stralen, bei diesen bedeutend. De la Provostaye erhielt in der That folgende Zurückwerfungen bei verschiedenen Winkeln mit dem Lothe:

Metalle.					
Winkel	0°	30°	50°	70°	76°
Spiegelmetall	—	0,695	0,702	0,659	0,667
Stahl	—	0,655	0,66	0,645	0,72
Platin	—	0,678	0,702	—	0,652
Zinn	—	0,662	0,692	0,691	0,691
Plattirtes Silber	—	0,96	—	0,97	0,92
Messing	—	0,84	0,835	0,81	0,817
Glas.					
Winkel	0°	25°	60°	70°	75°
Glas	0,10	0,10	0,16	0,25	0,32

Bei noch schieferem Einfallen erreicht die letztere Zurückwerfung diejenige der Metalle.

545. Die diffuse Zurückwerfung. — Die regelmässige Zurückwerfung einer spiegelnden Fläche geht durch Mattschleifen der Oberfläche in eine diffuse nach allen Seiten über. Wie bedeutend alsdann der ganze Betrag der Zurückwerfung wird, beweisen die folgenden Zahlen, welche Melloni mit einer 8,371 Mm. dicken Glasplatte erhielt, deren Flächen in verschiedenem Grade mattgeschliffen wurden. Man erhielt die Gesamtreflexion, indem man von dem Gesamtverlust bei Durchstrahlung, die immer gleich angenommene Absorption 0,381 in Abzug brachte.

	Durch- Strahlung.	Gesamt- Reflexion.		Durch- Strahlung.	Gesamt- Reflexion.
Ganzhell	0,542	0,077	Stark schielend	0,357	0,262
Hell	0,532	0,087	Stark durchschein.	0,245	0,364
Schwach schiel.	0,493	0,126	Schwächer	0,184	0,435
Schielend	0,419	0,200	Noch weniger	0,149	0,470

Man könnte geneigt sein, die Zunahme und Zertheilung der Stralen aus einer regelmässigen Reflexion an den kleinen Unebenheiten der Oberfläche abzuleiten. Es genügt aber diese Annahme nicht, namentlich nicht mit Bezug auf die matte Oberfläche vieler athermanen Substanzen. Vorerst übersteigt sie bedeutend, was von der Schiefe der Richtung allein erwartet werden kann. Bei der Kohle z. B. sinkt sie beinahe auf Null herab. Knoblauch erhielt mittelst einer Argand'schen Lampe, unter ganz gleichen Umständen, bei verschiedenen Kohlenarten folgende Ablenkungen der Zurückwerfung:

Tusch.	Russ.	Anim.Kohle.	Steinkohle.	Coaks.	Graphit.
6,00	2,80	1,90	7,80	5,10	7,05

welche die grossen Abweichungen eines nahe gleichen Stoffes bei verschiedener Aggregation darthun. Animalische Kohle wirft am schwächsten zurück.

Die Verschiedenheit der diffusen und regelmässigen Reflexion wurde von Melloni daraus erkannt, dass das Reflexionsverhältniss der Wärme des glühenden Platins (700°) und des heissen Kupfers (400°) an einer Karminfläche sich ungleich erwies. Die diffuse Zurückwerfung hängt daher von der Wärmequelle oder der Natur der Stralen ab, die regelmässige nicht (544).

546. Die Versuche von Knoblauch. — Indess erst durch die zahlreichen Versuche von Knoblauch wurde die Natur der diffusen Zurückwerfung vollständig aufgeklärt. Er verglich nämlich die Beschaffenheit der diffusen Wärme mit derjenigen der ursprünglichen, indem er beide, nach Zurückführung auf gleiche Stärke, d. h. auf eine gleiche Ablenkung der Nadel, durch verschiedene diathermane Substanzen gehen liess. Gleiche oder ungleiche Beschaffenheit wurde an einer gleichen oder ungleichen Verminderung der Ablenkung (533) in Folge der innern Absorption erkannt. Damit sich keine Wärme aus einer Erwärmung der reflektirenden Substanzen selbst einmenge, wurden letztere auf die äussere Seite eines Blechwürfels aufgetragen, welcher Wasser mit der Temperatur der äussern Luft enthielt. Die Messung liess sich zudem so schnell ausführen, dass von einer irgend bemerkbaren Erwärmung keine Rede war. Die Aenderung der Schiefe endlich von der Senkrechten bis 58° zeigte keinen Unterschied in der Natur der diffus reflektirten Wärme.

Als prüfende Substanzen dienten rothes und blaues Glas und Alaun, diese drei stets mit einer Anfangsablenkung α von 13° , dann Steinsalz, Kalkspath, Gyps mit einem solchen von 24° bis 25° . Die direkte Strahlung einer Argand'schen Lampe sank durch diese Substanzen herab auf

		Roth. Gl.	Bl. Gl.	Alaun.		Steinsalz.	Kalksp.	Gyps.
	α	1,5 Mm.	1,4 Mm.	1,4 Mm.	α	4,4 Mm.	3,7 Mm.	1,4 Mm.
Direkte Strahlung	13°	$6^{\circ},59$	$5^{\circ},47$	$3^{\circ},44$	24	$21^{\circ},94$	$15^{\circ},19$	$12^{\circ},25$

Die von verschiedenen Substanzen diffus reflektirte Wärme erlitt hingegen folgende Veränderungen:

Bleiweiss	»	7,83	5,67	4,08	»	23,13	19,94	15,69
Carmin	»	8,33	5,54	4,96	»	23,38	22,31	18,25
Zinnoberroth	»	7,04	5,50	3,38	»	22,94	17,81	14,13
Parisergrün	»	7,75	5,67	3,75	»	23,13	19,94	15,75
Chromgelb	»	7,79	5,63	4,17	»	23,06	19,94	15,81
Diesbacherblau	»	7,63	5,50	3,25	»	23,06	20,00	15,75

Die Stralen der diffusen Reflexion sind, wie man sieht, in der Regel leichter durchgehend, als die ursprünglichen, und weichen unter sich bald im einen, bald im andern Sinne von einander ab. Prüft man dieselbe Substanz mit verschiedener Farbe, so zeigt sich bisweilen eine Uebereinstimmung, bisweilen eine Verschiedenheit der diffusen

Wärme. Weisser und schwarzer Atlas gaben gleiche, weisser und schwarzer Sammt verschiedene diffuse Wärme. Eine Reihe weisser Substanzen lieferte folgende Zahlen:

Direkte Stralung	130	70,63	50,79	40,38	250	220,25	140,94	110,75
Gyps	»	9,00	6,58	5,71	»	23,06	20,19	16,87
Bleiweiss	»	9,00	6,54	5,71	»	23,13	20,25	16,57
Weisses Papier	»	9,29	6,46	5,75	»	22,56	20,25	16,88
Elfenbein	»	7,37	5,96	5,85	»	21,94	17,44	15,81
Silber	»	7,58	5,83	4,38	»	22,25	14,86	11,59

Auch hier wirken die einen Substanzen gleich, die andern ungleich, alle aber, mit Ausnahme des Silbers, verändern wesentlich die Beschaffenheit der Wärme. Hölzer jeder Art wirken nahe gleich, so hinwieder alle Metalle; letztere überdiess werfen eine Wärme zurück, die von der ursprünglichen nicht merklich abweicht. Das beweisen z. B. die folgenden Zahlen:

Direkte Stralung	130	70,67	50,92	40,33	250	220,81	150,44	120,75
Mahagoni	»	8,17	6,42	5,50	»	22,88	18,56	15,69
Kork	»	8,08	6,33	5,50	»	22,75	18,50	15,69
Gold	»	7,91	6,29	4,91	»	22,67	15,17	12,08
Eisen	»	7,79	6,29	4,91	»	22,58	15,25	12,25
Blei	»	7,79	6,21	4,88	»	22,75	15,08	12,08
Quecksilber	»	7,73	6,25	4,91	»	22,58	15,25	12,17

547. Die Wärmequelle. — Die abweichende Wirkung, welche verschiedene Substanzen auf die gleiche ursprüngliche Wärme ausübten, machten es wahrscheinlich, dass auch die gleiche Substanz, auf die Stralen verschiedener Wärmequellen, ungleich verändernd wirken werde. Das beweisen z. B. die folgenden Zahlen:

Argand'sche Lampe.

Direkte Stralung	130	8,50	6,50	5,00	200	18,00	12,12	9,87
Carmin	»	10,00	7,00	7,25	»	18,37	16,75	13,87
Schwarzes Papier	»	7,00	5,75	5,00	»	16,62	10,50	7,75

Rothglühendes Platin.

Direkte Stralung	»	7,04	6,00	3,66	»	18,13	10,63	9,25
Carmin	»	8,79	7,00	4,54	»	18,50	14,81	11,63
Schwarzes Papier	»	6,42	5,42	3,37	»	16,63	9,69	8,56

Alcohol-Flamme.

Direkte Stralung	»	4,87	4,00	2,50	»	15,50	8,63	7,00
Carmin	»	5,75	4,62	2,62	»	16,50	10,75	8,87
Schwarzes Papier	»	4,25	3,62	2,37	»	14,75	8,00	6,87

Heisses Blech (unter 800)

Direkte Stralung	»	3,25	2,87	2,00	»	16,00	5,25	6,00
Carmin	»	3,25	2,87	2,00	»	16,00	5,25	6,00
Schwarzes Papier	»	3,25	2,87	2,12	»	16,00	5,20	6,25

Während die höhern Wärmequellen unter sich und jede auch mit der gleichen Substanz der Natur nach abweichende Zurückwerfungen geben,

verschwinden diese letztern Differenzen bei dem nicht glühenden Metall. Bei der diffusen Zurückwerfung findet also eine Ausscheidung statt, welche ganz an diejenige bei der Durchstrahlung diathermaner Substanzen erinnert (537) und sich am einfachsten auch wieder durch eine auswählende Absorption von Seiten der Substanz erklärt. Natürlich, je einfacher die ursprüngliche Wärme beschaffen ist, desto gleichartiger wird auch die von verschiedenen Substanzen diffus reflektirte sein müssen. Es gestatten diese Erscheinungen, gerade wie die Diathermanie (539), daher auf die Natur der von verschiedenen Wärmequellen gelieferten Stralen zurückzuschliessen.

548. Die Brechung der Wärme. — Eine andere Richtungsänderung erleidet die ein diathermanes Medium durchdringende Wärme, wenn sie schief einfällt. Aus Luft in eine feste oder flüssige Substanz eintretend, nähert sich der Stral ab (Fig. 320) dem Lothe cb und schlägt einen Weg bd ein; austretend entfernt er sich umgekehrt aus der Richtung db in diejenige ba . Diese Ablenkung, deren Gesetze besser in der Optik ihre Stelle finden, wird die Brechung oder Refraktion der Stralen genannt; sie wird um so bedeutender, je mehr sich der einfallende Stral von dem Lothe entfernt.

Um die Brechung für die künstliche Wärme einer Lampe nachzuweisen, bedarf man eines Prisma von Steinsalz A (Fig. 321), das die Wärme nicht so stark auslöscht, wie ein solches aus Glas. Stellt man dasselbe auf die gerade Linie zwischen die Säule des Mellonischen Apparates B und die Lampe C (im Grundriss), so zeigt erstere keine Wirkungen; bewegt man die Lampe aber seitwärts, unter Beibehaltung der Entfernung AC , so findet man eine Stelle C' , wo die Ablenkung eine bedeutende wird. Die Ablenkung, durch die zweimalige Brechung beim Eintritt a und Austritt b , führt alsdann den Stral auf die Richtung BA der Säule. Jenseits B' vermindert sich die Anzeige wieder. Der Ablenkungs-Winkel zwischen dem einfallenden Strale $c'a$ und dem austretenden bB hängt dabei von der Natur des Prisma's, dem brechenden Winkel c desselben und der Richtung des einfallenden Strales ab .

Auf diese Erscheinung gründet sich die Wirkung der Glaslinsen als Brenngläser für die leicht durchgehende Sonnenwärme (538). Eine solche Linse, von zwei convexen Stücken von Kugelflächen begrenzt, ist in der Mitte dicker als am Rande und erhält die parallelen Stralen von der Mitte ringsherum nach dem Rande hin unter immer schiefern Richtungen gegen die Oberfläche. Nach Analogie mit den Prismen bricht sie dieselben von allen Seiten gegen die Axe, und vereinigt sie, wie in der Optik bewiesen wird, in Einen Punkte, dem Brennpunkte, der die Hitze sämtlicher Stralen sammelt. Ein Glas von wenigen Centimetern Oeffnung genügt schon zur Entzündung leicht brennender Gegenstände. Im Allgemeinen ist die Menge Wärme, die im Brennpunkte gesammelt wird, um so grösser, je mehr Stralen aufgefangen werden, das heisst je grösser die Fläche der Linse oder das Quadrat der Oeffnung ist, und je geringere Absorption die Substanz ausübt. Um mit künstlicher Wärme zu operiren, bedarf man

auch wieder der Linsen von Steinsalz, wie sie grösser und vollkommener allerdings schwer zu erhalten sind.

Cap. 4. Das Absorptions- und Strahlungsvermögen.

549. Grundbegriffe. — Wenn man unter Absorption die Umwandlung der strahlenden in innere Wärme versteht, so heisst Ausstrahlung die entgegengesetzte Erscheinung, nämlich die Umwandlung der innern Wärme in strahlende; theoretisch gedeutet, gehen dort die Aetherschwingungen in Bewegung der materiellen Theilchen über, hier setzen diese den Aether in Bewegung. Bei allen etwas diathermanen Körpern geht die Absorption, obwohl am stärksten in der ersten Schicht (536), abnehmend auch durch die innern Schichten vor sich; natürlich werden diese Substanzen auch aus der Tiefe herausstrahlen und der ausgesandte Strahlencomplex besteht aus Theilen, welche bereits verschiedene Dicken der Substanz durchdrungen haben. Wie aber bei vielen andern Substanzen die Absorption sich schon in geringer Tiefe, bei Metallen, Kohle, vielen organischen Stoffen in unmessbarer Tiefe (535) vollendet, so wird sich auch die Ausstrahlung dieser, da die tiefere Wärme direkt nicht austreten kann, als eine Erscheinung der blossen Oberfläche darstellen. Besonders in diesem letztern Falle wird von äusserer Absorption und Ausstrahlung (oder Emission) gesprochen.

So lange die Temperaturen 100° nicht übersteigen, gehen Absorption und Ausstrahlung ganz gleichen Schritt, d. h. alle Umstände, welche die eine begünstigen, kommen gleicherweise der andern zu statten, daher beide Vermögen als Aeusserungen einer nämlichen tiefern Ursache zu betrachten sind. Den entscheidendsten Beweis von jener Gleichheit bietet ein von Dulong angestellter Versuch. Er setzte ein kleines Kugelgefäss, heisses Wasser und ein Thermometer enthaltend, in die Mitte einer grossen hohlen Blechkugel, die man luftleer machte und durch Einsenken in einen Wasserbehälter auf constanter Temperatur erhielt. Die kleine Kugel erkältet sich durch Ausstrahlung nach den Wänden der grossen und man verfolgt mittelst einer Sekundenuhr, z. B. von 2 zu 2 Minuten, das Sinken des Thermometers oder den Gang der Erkältung. Nun wird ein zweiter Versuch in umgekehrter Weise angestellt; das Wasser des Behälters wird nämlich mit der hohen Temperatur der kleinen Kugel, die kleine Kugel mit der niedern des Behälters genommen. Jetzt absorbiert die kleine Kugel die von der grossen ausgestrahlte Wärme; der Gang des Steigens aber erwies sich gleich wie vorher der Gang des Sinkens, — welche Beschaffenheit übrigens die beiden strahlenden und absorbirenden Oberflächen haben mochten.

550. Verschiedene Substanzen. — Zur Vergleichung des Strahlungsvermögens verschiedener Oberflächen wendet man Blechwürfel mit heissem Wasser gefüllt, an, deren gleich erwärmte Flächen eine verschiedene Beschaffenheit erhalten. Man wendet den Würfel A (Fig. 322)

mit der zu prüfenden Fläche, entweder dem Leslie'schen Spiegel (543), oder direkt der Mellonischen Säule zu, welche letztere zu grösserer Empfindlichkeit (nach dem beim Hörrohre (303) benutzten Grundsatz) mit einem blanken Blechtrichter versehen wird.

Leslie vergleicht die andern Substanzen, worunter sich allerdings mehrere befinden, die aus dem Innern stralen, mit dem stärkstaussirenden Lampenschwarz und gelangt auf folgende Zahlen:

Lampenschwarz	100	Tusche	88	Mattes Blei	45
Bleiweiss, Wasser	100	Eis	85	Quecksilber	20
Schreibpapier	98	Hausenblase	80	Blankes Blei	19
Siegellack, Harz	95	Graphit	75	Eisen, Zink, blank	15
Gem. Glas	90	Gummilack	72	Zinn, Silber, Kupfer, Gold, polirt	12

Diese Anordnung ist nahe die umgekehrte von derjenigen der Zurückwerfung (543). Lampenschwarz steht oben an, die blanken Metalle schliessen die Reihe. In der That zerlegt sich die einfallende Wärme 1 in den absorbirten Theil α , welchem der ausgestrahlte parallel geht (549) und in die beiden regelmässig und diffusreflektirten ρ' , ρ'' , so dass

$$\alpha = 1 - \rho' - \rho''$$

wo bei matten Körpern ρ' wegfällt, bei sehr glatten ρ'' .

Eine so grosse Uebereinstimmung der blanken Metalle hat sich bei den genauen Messungen von De la Provostaye und Désains nicht wieder gefunden. Sie erhielten, aus der Reflexion abgeleitet, folgende Zahlen:

Lampenschwarz	100	Eisen, polirt	23	Zinn, Spiegelglas	14
Silber auf Glas	27	Zink »	19	Messing, Kupfer	7
Guss, sehr polirt	25	Stahl »	17	Gold, plattirt	5
Quecksilber	23	Platin auf Kupfer	17	Gold, Silb., sehr pol.	3

Melloni hat zur Vergleichung von Absorption und Ausstrahlung dünne Kupferbleche angewandt, alle auf der einen Seite gleich geschwärzt, auf der andern mit verschiedenen Stoffen überzogen waren. Diese Bleche wurden nach einander zwischen die Lampe und den Trichter der Säule eingeschaltet und nach einer zur höchsten Erwärmung derselben genügenden Zeit die Ablenkung der Nadel beobachtet. Wendet man die gleichartigen Flächen der Lampe zu, so hängen die Unterschiede von der ungleichen Ausstrahlung der erhitzten Bleche ab, wendet man die ungleichartigen zu, von der ungleichen Absorption. Er findet für beide Vermögen die folgende Reihe:

	Ausstrahlung.	Absorption.		Ausstrahlung.	Absorption.
Kienruss	100	100	Tusche	85	96
Bleiweiss	100	53	Gummilack	72	43
Hausenblase	91	52	Metall	12	14

Diese Versuche sind indess nicht vergleichbar, führen auch nicht auf die gleiche Anordnung der Substanzen, weil erstens die absorbirte und ausgestrahlte Wärme von verschiedener Art, jene leuchtende, diese dunkle Wärme sind, und zweitens das Blech ungleiche Temperaturen gewinnt.

551. Die Beschaffenheit der Oberfläche. — Nach Versuchen mit Messing und Kupfer bewirkt das Ritzen der glatten Fläche eine Ver-

mehrung der Ausstrahlung. Melloni indess erhielt mit Agat, Elfenbein und Marmor den gleichen Werth und schrieb daher die Vermehrung bei jenen Metallen den durch das Ritzen bewirkten Aenderungen der Dichte zu. Er beobachtete mit Silber die folgenden Ablenkungen:

	Polirt.	Geritzt.
Silber, gehämmert	100,0	18,0
» gegossen	13,7	11,3

Das Ritzen des harten Silbers entblösst weichere Theile und vermehrt die Strahlung; dasjenige des weichen wirkt schwächer und bewirkt umgekehrt eine geringe Verdichtung.

Damit stimmen Versuche von Knoblauch mit Blei überein.

	Glatt.	Geritzt.	Eng geritzt.	Gekreuzt.
Blei, gegossen	490,00	480,25	47,50	47,25
» gewalzt	50,50	48,50	48,00	49,75

Hier bewirkt das Ritzen mit glattem Stahl eine Verdichtung, die nur im letzten Fall durch Kreuzung sich in eine Auflockerung verwandelt.

	Glatt.	Längs ger.	Kreisf. ger.	Gekreuzt.
Kupferblech, gewalzt	29,00	40,00	42,50	47,75
» nachher galvanisch überzog.	49,25	50,25	50,87	51,50

Der galvanische Ueberzug aus lockerem Kupfer, auf die verschiedenen Flächen angebracht, vermehrt die Strahlung, gleicht sie jedoch nicht vollständig aus.

Es vereinigen sich diese Versuche, die Auflockerung der stralenden Theile als Ursache der Vermehrung der Strahlung zu bezeichnen.

552. Die oberflächliche Schicht. — Dass bei manchen Substanzen, wegen nicht vollkommener Athermanie, eine dünne oberflächliche Schicht zur Ausstrahlung beiträgt (549) hatte schon Rumford erkannt. Despretz beobachtete unter gleichen äussern Umständen, die Abkühlungszeit von mit heissem Wasser gefüllten Metallkugeln, in Sekunden, von 105⁰ bis 95⁰, nachdem verschiedene Firnissschichten aufgetragen worden waren.

	Blank.	1 Schicht.	2 Sch.	3 Sch.	4 Sch.	Verhältniss mit u. ohne Firn.
Eisen	596	344	340	340	—	0,570
Messing	521	297	289	285	285	0,561
Zink	473	266	264	264	—	0,550
Blei	225	143	140	140	—	0,622

Die Schichten wirken immer schwächer zur Vermehrung der Strahlung ein, bis dieselbe nach 3 bis 4 Schichten ein nur noch vom Firniss abhängiges Maximum erreicht.

Knoblauch erhielt direkt mittelst des Würfels für farblosen, durchsichtigen Firniss und undurchsichtigen schwarzen Asphaltlack, folgende Ablenkungen:

	1 Sch.	2 Sch.	4 Sch.	8 Sch.
Heller Firniss	17,00	20,00	21,75	29,00
Dunkler Lack	19,50	23,25	27,25	29,00

Bei Metallen wird die ausstralende Schicht unmessbar dünn; die

dünnste Versilberung und Vergoldung, wenn vollständig, scheint schon die ganze Ausstrahlung zu bestimmen.

In allen Fällen, wo die aufgetragene Schicht dünner ist, als die Grenze der Durchstrahlung, wirkt die unterliegende Substanz noch mit und das Resultat ist ein zusammengesetztes. Dasselbe natürlich gilt von der Absorption der von aussen eindringenden Strahlen, die sich erst in der unterliegenden Substanz vollendet.

553. Die Richtung der Ausstrahlung. — Geht man von der durch die vorigen Versuche wahrscheinlichen Ansicht aus, dass auf jeder Richtung wie A B (Fig. 323) bis auf eine gewisse, wenn auch oft sehr kleine Tiefe λ , alle Theile mit abnehmender Stärke zur Strahlung beitragen, so folgt unmittelbar, dass die Intensität der nach verschiedener Richtung ausgestrahlten Wärme, oder die Menge der von dem Flächenelement ω ausgesandten Strahlen mit der Richtung sich ändern muss. Nach der senkrechten Richtung, in der That, strahlen alle Theile des Prismas $\omega \alpha$, deren Summe $\omega \cdot \lambda$ ist; nach einer Richtung, die den Winkel β mit der Oberfläche bildet, alle diejenigen des schiefen Prisma $\omega \alpha'$, dessen Inhalt $\omega \cdot \lambda \sin \beta$ ist. Bezeichnet also i die mittlere Stärke der Strahlung für die Tiefe λ (die Substanz ganz homogen angenommen) auf die Querschnittseinheit, so liefert ω senkrecht und nach der Richtung β die Wärmemengen

$$I' = i \cdot \omega \cdot \lambda \text{ und } I = i \cdot \omega \cdot \lambda \cdot \sin \beta = I' \sin \beta$$

Die Intensität der Strahlen nimmt mit dem Sinus der Neigung ab.

Die Beobachtung bestätigt dieses Gesetz. Man richte sich so ein, dass die Säule A (Fig. 324) einen immer gleich grossen Cylinder von Strahlen empfangt, was mittelst eines etwas entfernten Schirmes B, mit gleicher Oeffnung wie die Säule, erhalten wird. Hinter den Schirm stelle man das um die horizontale Axe a drehbare Blechgefäss C auf, angefüllt mit heissem Wasser. Wie man das Gefäss auch neigt, die Säule zeigt die gleiche Ablenkung. Da in geneigter Stellung eine grössere Fläche den Stralcylinder bildet, müssen daher die Strahlen jeder Stelle im gleichen Verhältniss schwächer sein. Die Fläche aber wächst von 1 zu $1 : \sin \beta$, die Intensität ändert also umgekehrt wie 1 zu $\sin \beta$.

554. Ausstrahlung unter 100° . — Melloni, De la Provostaye und Desains, vor allen aber Knoblauch, haben die Natur der Strahlung zum Gegenstande ihrer Untersuchungen gemacht. Die zu prüfende Substanz kann entweder als Ueberzug des Leslie'schen Würfels (548), also durch Leitung erhitzt, angewandt werden, oder nach dem Mellonischen Verfahren als Schirm, der einerseits absorbirt, anderseits ausstrahlt. Zur Prüfung kann der Durchgang durch diathermane Substanzen oder die diffuse Reflexion, beide bedingt von einer auswählenden Absorption, zur Anwendung gebracht werden; — das erste Mittel ist das einfachere.

Knoblauch wandte als ganz verschiedene Wärmequellen eine Argand'sche Lampe (1400°) und ein heisses Eisenblech (100°) an, und

stellte sie immer in solche Entfernung, dass die Nadel eine gleiche Ablenkung von 50^0 zeigte. Dann wurden nach der Reihe 3 Schirme von Papier vor die Säule gestellt, der eine Russ-Russ, der andere Carmin-Russ, der dritte Carmin-Carmin, und die Ablenkung beobachtet, nachdem sie das Maximum der Erwärmung gewonnen hatten. So ergab sich

Absorb. Seite.	Ausstral. Seite.	Direkte Ablenkung.	Argand. Lampe.	Heisses Blech.
Russ	Russ	500	14,50	14,62
Russ	Carmin	»	15,50	15,50
Carmin	Russ	»	13,75	15,62
Carmin	Carmin	»	13,62	15,12

Bei der vollständigen Absorption der Russfläche bewirkt die verschiedene Wärmequelle keine verschieden starke Ausstrahlung; wohl aber bei der auswählenden Absorption. Hingegen war die Ausstrahlung der gleich absorbirenden Schirme für diese geringen Erwärmungen die nämliche und unabhängig von der Wärmequelle.

Am Leslie'schen Würfel angebracht und durch Leitung auf 100^0 erhitzt, sandten verschiedene Substanzen eine Wärme aus, welche auf eine gleiche direkte Strahlung von $\alpha = 35^0$ zurückgeführt, beim Einschalten verschiedener diathermaner Körper (546) folgende Ablenkungen bewirkten:

	α	Roth.Gl.	Bl.Gl.	Alaun.	Steins.	Kalksp.	Gyps.
Metall	350	100,25	90,17	30,92	200,58	70,17	80,80
Holz	»	10,17	9,08	4,00	20,66	7,17	8,66
Porzellan	»	10,17	9,25	3,83	20,66	7,08	8,75
Russ	»	10,08	9,17	3,83	20,50	7,33	8,66
Bleiweiss	»	10,17	9,17	3,92	20,66	7,17	8,75
Carmin	»	10,08	9,17	3,92	20,58	7,25	8,75
Weissblech	blank	»	10,00	9,25	3,75	20,50	8,25
	geritzt	»	10,25	9,25	3,00	20,50	7,00

Alle diese Substanzen, durch Leitung auf 100^0 erhitzt, stralen also nahe gleichartige Wärme. Ein ganz ähnliches Resultat erhält man, wenn die Erwärmung durch Einstrahlung verschiedener Wärmequellen bewirkt wird, sobald die Erwärmung unter 100^0 bleibt.

Bestehen die Schirme oder Schichten aus diathermanen Substanzen, so mischt sich mit der eignen Ausstrahlung, Folge der Erwärmung, von der Wärmequelle herkommende durchgestrahlte Wärme und die Wirkungen werden ungleich, obgleich weniger abweichend, als bei momentaner Beobachtung ohne Beimischung der eignen Wärme (534). Die Gleichheit tritt erst dann wieder ein, wenn die Wärmequelle selbst 100 bis 120^0 nicht überschreitet, da dann die durchstralende Wärme von gleicher Art und ebenso einfach wird, als die vom Schirm selbst ausgestrahlte.

555. Ausstrahlung bei hohen Temperaturen. — Aus den bereits angeführten Thatsachen über die Durchstrahlung (539) und diffuse Zurückwerfung (547) folgt, dass jenseits 120^0 eine Ungleichheit zwischen der Wärme verschiedenen Ursprungs beginnt, die mit der Temperatur keineswegs parallel geht. Nach der Mannigfaltigkeit ihrer Strahlung

ordneten sich die geprüften Wärmequellen folgendermaassen: Argand'sche Lampe, rothglühendes Platin, Alcoholflamme, heisses Blech von 100° . Knoblauch prüfte nun die Strahlung eines nämlichen Körpers, des Platins, bei verschiedenen Temperaturen auf dem Wege der diffusen Zurückwerfung (546). Die Strahlen fielen auf die Flächen eines mit verschiedenen Stoffen bedeckten und kalt erhaltenen Würfels und wurden, vor und nach der Reflexion, mittelst der vorgeannten diathermanen Substanzen geprüft, nachdem man die Ablenkung immer auf 20° gebracht hatte.

Refi.Substanz.	Anf.Abl. <i>a</i>	Roth. Glas.	Blau. Glas.	Alaun.	Steinsalz.	Kalksp.	Gyps.
Platin, weiss glühend (1300°).							
Direkte Strahlung	20°	110,25	10,33	8,58	17,08	9,42	8,08
Carmin	»	14,17	12,17	9,83	18,25	13,67	10,50
Schwarzes Papier	»	10,25	9,33	7,83	15,50	7,50	6,42
Platin, gelbglühend (1100°).							
Direkte Strahlung	20°	8,83	7,75	5,92	15,92	6,08	4,58
Carmin	»	10,58	8,67	7,42	16,50	9,75	7,42
Schwarzes Papier	»	7,42	6,33	5,50	14,00	5,17	4,00
Platin, rothglühend (900°).							
Direkte Strahlung	20°	10,42	9,17	8,08	16,92	8,67	7,58
Carmin	»	12,33	10,08	8,75	17,25	11,42	9,33
Schwarzes Papier	»	9,58	8,33	7,33	15,75	7,83	6,92
Platin, dunkel (100°).							
Direkte Strahlung	20°	8,08	7,58	7,08	14,08	5,25	7,25
Carmin	»	8,08	7,58	7,00	14,00	5,17	7,08
Schwarzes Papier	»	8,17	7,58	7,08	14,17	5,33	7,25

An dem nämlichen Körper vergrössert sich also die Mannigfaltigkeit der Wärme, von etwa 120° an, mit der Temperatur; wie es scheint aber bei verschiedenen Körpern in anderer Weise und ohne Beziehung zum Strahlungsvermögen derselben. Besonders mannigfach wird die Strahlung, wie in der Optik erläutert wird, wenn zugleich die Mannigfaltigkeit der Strahlen in optischer Beziehung zunimmt. Die von der nämlichen Fläche nach verschiedener Richtung ausgestrahlte Wärme zeigte jedoch keine verschiedene Zusammensetzung.

556. Rückblick. — Wir wollen die Hauptvorgänge der Strahlung kurz zusammenfassen.

1) Die Strahlung einer jeden Wärmequelle besteht aus einem Stralengemisch, dessen Mannigfaltigkeit von der Natur der Wärmequelle abhängt und mit der Temperatur zunimmt. Unter 100° hört diese Mannigfaltigkeit auf und die Wärme der mehrsten (vielleicht aller) Körper erscheint als einfach und gleichartig, nur der Menge nach abweichend.

2) Gelangt der Strahlencomplex auf die Oberfläche eines Körpers, so wird ein Theil desselben regelmässig unter gleichem Winkel

reflektirt, und zwar von glasigen Flächen nahe ohne, bei metallischen mit nur geringen Veränderungen seiner Beschaffenheit. Der ganze Stralencomplex wird dadurch nahe gleichmässig geschwächt.

3) Das stärkste regelmässige Reflexionsvermögen haben die polirten Metalle, besonders Silber, das schwächste Lampenschwarz. Die Reflexion der glasigen Flächen wächst bedeutend mit der Schiefe der Stralen; die der Metalle ändert nur wenig.

4) Ausser der regelmässigen findet eine diffuse Zurückwerfung statt, die, in Folge einer auswählenden Absorption den Stralencomplex verändert. Die Abweichungen der diffusen Stralen von den ursprünglichen hängt von der Mannigfaltigkeit der letztern und von der Natur der zurückwerfenden Substanz ab, indem die Stralen aus dem Gemisch wegfallen, welche am leichtesten absorbirt werden.

5) Lampenschwarz absorbirt nahe alle Stralen vollständig, matte Metalle alle in einem nahe gleichen Verhältniss, daher durch Wirkung derselben der diffuse Antheil, der Natur nach, wenig von der ursprünglichen Wärme abweicht.

6) Die eindringende Wärme erleidet auch durch das Innere eine auswählende Absorption, die, in den ersten Schichten am stärksten, rasch abnimmt. Bei den athermanen Substanzen vollendet sie sich schon in geringer Tiefe, bei den diathermanen lässt sie aus der zweiten Fläche einen Stralencomplex wieder austreten, der von dem ursprünglichen um die absorbirten Bestandtheile abweicht und um so einfacher ist, je einfacher dieser war.

7) An der Spitze der athermanen Körper stehen die Metalle und Kohle, an der Spitze der diathermanen Steinsalz, das für alle Wärmestralen heinahe gleich durchstralbar ist.

8) Die oberflächlich oder im Innern absorbirte Wärme wirkt auf Erwärmung des Körpers ein und pflanzt sich, nach Ausgleichung der Temperatur strebend, durch Leitung fort. Vermöge dieser innern Wärme strahlt der Körper hinwieder nach Aussen. Nach der einen Seite mischt sich diese eigne Strahlung mit der diffusen Reflexion, nach der andern mit der durchgestrahlten Wärme, wenn solche vorhanden ist.

9) Hinsichtlich dieser Wärme erhält sich der Körper als selbstständige Wärmequelle, deren Strahlung von der Art der Erwärmung, durch Leitung oder Einstrahlung, ganz unabhängig ist und nur von der Natur der Oberfläche und der Temperatur bedingt wird. Je nach der Diathermanität der Substanz rührt diese Strahlung von einer grössern oder geringern Tiefe her und variirt nach dem Sinus des Richtungswinkels mit dem Lothe (der Senkrechten).

10) Für Erwärmungen unter 180° wird die Natur dieser Ausstrahlung, wie oben angedeutet, nahe gleichartig und weicht bei verschiedenen Stoffen und Oberflächen nur der Menge nach ab. Ausstrahlungs- und Absorptionsvermögen gehen nur in soweit parallel ab, als es sich um Wärme niederer Temperaturen, um gleiche Temperaturen des gleichen Körpers handelt.

11) Wie man sieht, liegt die Grundbedingung aller qualitativen Veränderungen der Wärme in der auswählenden Absorption oder in

der schwerern oder leichtern Benutzung der einen oder andern Aetherschwingungen zu Schwingungsänderungen der eignen materiellen Theilchen.

Cap. 5. Die Gesetze der Erkältung.

557. Der Austausch der stralenden Wärme. — Ueber das Verhalten, welches ein Körper gegenüber von andern von abweichender Temperatur beobachtet, stellte Prevost die im Wesentlichen noch jetzt festgehaltene Theorie des beweglichen Gleichgewichtes der Wärme auf. Jeder Körper, zufolge dieser Theorie, sendet nach allen Seiten Stralen, gemäss seinem Strahlungsvermögen und seiner Temperatur, und zwar ganz unabhängig von den Körpern, die ihn umgeben; hinwieder aber empfängt er von den letztern Stralen, deren Intensität von ihrem Strahlungsvermögen und ihrer Temperatur abhängt und absorbirt einen Theil derselben, gemäss seinem eignen Absorptionsvermögen. Sendet er im Ganzen mehr aus als er zurückempfängt und aufnimmt, so sinkt nothwendig seine Temperatur, erhält er mehr, so steigt sie. Sind beide Mengen gleich, so bleibt er in Folge des beständigen Austausches auf gleichem Wärmegrade, befindet sich im Zustande des beweglichen Gleichgewichtes.

Die Beobachtung lehrt, dass der Vorgang des Austausches, ebenso wie es bei der Leitung der Fall war (510), stets nach Ausgleichung der Temperaturen hinzielt. Ein Körper, der mit beliebiger Temperatur in das Innere eines Hohlraumes, dessen Wände eine abweichende, unter sich aber gleich und constante Temperatur haben, gesetzt wird, gelangt zuletzt stets, welches auch seine Beschaffenheit und sein Strahlungsvermögen sein mag, auf die Temperatur des Raumes und bleibt auf dieser, indem Aufnahme und Abgabe dann immer gleich sind.

558. Mathematische Beziehungen. — Man denke sich irgendwo im Hohlraume der gleichartigen und gleichwarmen Hülle B (Fig. 325) einen Punkt A. Ein kleines Stück ω der Wand, um r vom Punkte A entfernt und um den Winkel β gegen r geneigt, sendet nach A eine Wärmemenge, entsprechend dem Conus ωA oder

$$\frac{i \cdot \omega \cdot \sin \beta}{r^2} = i \cdot \alpha$$

wenn man mit i die senkrechte Strahlung, d. h. die Menge Wärme, die in der Zeiteinheit von der Flächeneinheit senkrecht ausgestrahlt würde, bezeichnet und mit α den Querschnitt des Strahlenconus auf einer Kugel vom Radius Eins. Da α weder β noch r enthält, so erhält ein Punkt A, wo er sich im Hohlraume befinden und welche Gestalt der letztere auch haben mag, von allen Seiten im gleichen Raumwinkel α die gleiche Wärme. Die ganze Wärme, die in ihm sich durchkreuzt, wird der Kugelfläche, Summe aller α , proportional sein; diejenige hingegen, die nach einem Punkte an der Oberfläche eines Körpers oder der Wand gelangt, der halben Kugelfläche oder der Grösse $2\pi i$.

Gehört A wirklich zur Oberfläche eines Körpers C, eines Ther-

moments z. B., und zu einem Theilchen ω' derselben, welches mit r den Winkel β' bildet, so sendet ω nach ω' eine Wärmemenge

$$\delta q = i \cdot \alpha \cdot \omega' \sin \beta$$

wie leicht zu finden ist. Als Kugeltheilchen α nehme man ein kleines Kugelviereck, gebildet von dem Bogen des kleinen in der Ebene der Normale liegenden Meridianwinkels $\delta \beta'$ und dem Bogen des parallel der Tangentialebene genommenen Azimuthalwinkels $\delta \gamma$. Da die Länge der kleinen Bogen $\delta \beta'$ und $\cos \beta' \delta \gamma$ sein wird, so hat man $\alpha = \cos \beta' \delta \beta' \delta \gamma$ und

$$\delta q = i \omega' \cos \beta' \sin \beta' \delta \beta' \delta \gamma$$

Für den kleinen kreisförmigen Streifen rings um die Normale hat man statt $\delta \gamma$ zu setzen 2π . Die ganze von ω' empfangene Wärme folgt dann aus der Summe aller Kreisstreifen von $\beta = 0$ bis $\beta = 90^\circ$, welche nach Formel V und II sein wird

$$q = 2\pi \cdot i \cdot \omega' S(\cos \beta' \sin \beta' \delta \beta') = \pi \cdot i \cdot \omega'$$

Die ganze Wärme, die ein Flächenelement ω' empfängt, ist also die Hälfte von der, welche alle seine Punkte einzeln gedacht erhalten würden.

Sei das Theilchen ω' von anderer Beschaffenheit als die übrige sonst gleichartige Hülle. Von der ganzen Wärme $\pi i \omega'$, die es empfängt, wird ein Theil nach dem von der Substanz und Oberflächenbeschaffenheit abhängenden Verhältnisse ρ , theils regelmässig, theils diffus reflektirt. Die zurückgeworfenen und absorbirten Antheile werden sein

$$\rho \pi i \omega' \text{ und } (1 - \rho) \pi i \omega'$$

Bezeichnet i' die senkrechte Ausstrahlung des Theilchens für die Flächeneinheit, so beträgt die ganze Ausstrahlung nach allen Seiten, auf ähnliche Weise berechnet wie die empfangene Strahlung $\pi \cdot i' \cdot \omega'$. Die nach ω' gelangenden und von ω' wieder abgehenden Wärmemengen werden sein

$$\pi \cdot i \cdot \omega' \text{ und } \pi (\rho \cdot i + i') \omega'$$

Beide Ausdrücke sind gleich, das Theilchen hat weder Gewinn noch Verlust, wenn

$$i' = (1 - \rho) i$$

Wenn also die von der Flächeneinheit senkrecht ausgestrahlten und absorbirten Wärmemengen einander gleich sind. Diess aber ist der Fall, wenn die aus- und einstralende Wärme 1) zur gleichen Temperatur gehören und 2) gleiche Beschaffenheit haben, welche Bedingung für alle Grade unterhalb 100° (554) erfüllt ist. Sind also die Temperaturen einmal zur Gleichheit gelangt, so erleiden die Theilchen, wie ω' , keinerlei Wärmeveränderung mehr und beharren auf einem Zustande beweglichen Gleichgewichtes.

559. Die scheinbare Kältestralung. — Der Grundsatz des Wärmeaustausches erklärt mit Leichtigkeit gewisse Erscheinungen, die anscheinend auf das Dasein von Kältestralen deuten. Wenn man z. B. in den einen Brennpunkt der Leslie'schen Spiegel einen kalten Körper, ein Eisstück, hinsetzt, so beobachtet man im andern Brenn-

punkt, gleichwie durch eine Reflexion der Kälte, ein Sinken des Thermometers. Innerhalb des räumlichen Winkels nämlich, den der Spiegel für das Thermometer einnimmt, sendet der letztere Strahlen nach dem Eise, und empfängt von diesem andere weniger Wärme zurück. Das Thermometer sinkt bei diesem Austausch, doch nur um wenige Grade, weil, kälter geworden als das Zimmer, es beim Austausch mit den Wänden des letztern Wärme gewinnt. Sei z. B. der räumliche Winkel, den der Spiegel vom Thermometer aus einnimmt $\frac{1}{5}$ des ganzen Raumes ringsherum; die Wände des Zimmers haben 15^0 und theilen, der Einfachheit willen mit dem Eise und dem Thermometer ein gleiches Strahlungsvermögen; endlich nehme man, gemäss (511), das Resultat des Tausches dem Unterschied der Temperaturen proportional an, so wird das Thermometer von 15^0 auf 12^0 sinken und auf diesem Punkte stehen bleiben. Denn in dem Raum $\frac{1}{5}$ entsteht ein Verlust $\frac{1}{5} \cdot 12^0$, in dem übrigen $\frac{4}{5}$ ein Gewinn $\frac{4}{5} (15 - 12^0)$, die beide sich aufheben.

Durch einen ähnlichen Austausch von Strahlen zwischen der wärmern Erde und dem kalten Himmelsraum hat Wells die Abkühlung erklärt, welche die Erdoberfläche in der Nacht erleidet und welche bei klarem Himmel auf freiem Felde auf 6 und 7^0 unter die Temperatur der Luft selbst (an geschütztem Orte gemessen) sinken kann. Diese Erkältung aller ausstralenden Gegenstände ist die Veranlassung der Thau- und Reifausscheidung am Morgen (479). Die Umstände, welche dieselbe begünstigen, sind erfahrungsgemäss die folgenden: 1) Reinheit und Klarheit des Himmels; jede Wolke, jede Trübung wird nämlich die Quelle stärkerer rückkehrender Strahlen; 2) Freiheit des Standortes; je grösser der gesehene Himmelsraum, desto geringer der Rücktausch an Strahlen. Während in den Strassen einer Stadt, im Walde, unter Bäumen selten Thau sich bildet, dauert auf der Schattenseite freier Gipfel die Ausscheidung oft bis Mittag fort; 3) die Ruhe der Luft, weil der Wind, immer neue wärmere Luft zuführend, die Abkühlung der Gegenstände hindert; 4) das starke Strahlungsvermögen und die schlechte Leitung der Gegenstände selbst. Erstere veranlasst eine grössere oberflächliche Erkältung, letztere hindert den Wärmeersatz durch das Innere des Körpers (511). Hervorstehende Blätter und Zweige werden im höchsten Grade, überhaupt organische Stoffe begünstigen die Thaubildung weit mehr als Steine, diese hinwieder mehr als Metalle. Alle diese Umstände stimmen mit der täglichen Erfahrung überein. — Ein grosser Hohlspiegel (543), dem Himmel zugewandt und mit einem empfindlichen Thermometer (Differenzialthermometer oder Mellonische Säule) im Brennpunkte versehen, ist überhaupt das empfindlichste Mittel, die Klarheit der Luft zu beurtheilen.

560. Das Newton'sche Erkältungsgesetz. — Der Gang der Abkühlung eines erwärmten Körpers in einem kältern Raume hat bereits die Aufmerksamkeit Newton's auf sich gezogen. Er setzte einen kleinen Behälter mit Flüssigkeit und Thermometer dem freien Erkalten aus und sah das Thermometer anfangs schnell, dann immer langsamer sinken und asymptotisch die äussere Temperatur erreichen. Geschwindigkeit der Erkältung heisst das Verhältniss des Sinkens — $\delta \tau$

zu der dazu erforderlichen Zeit δz oder das Sinken in der Zeiteinheit, unter Annahme eines gleichförmigen Ganges. Newton fand nun, dass die Geschwindigkeit u dem Ueberschuss τ der Temperatur des Körpers über seine Umgebungen stets proportional sei

$$u = h \cdot \tau \text{ und } \delta \tau = -h \tau \delta z \quad (1)$$

wo h einen für jeden Körper constanten Coefficienten bezeichnet. Beobachtet man also mittelst einer Secundenuhr die Zeiten δz , welche zum Sinken um $\delta \tau = 1^\circ$ erforderlich sind, so sollen dieselben mit dem jeweiligen Ueberschuss τ ein constantes Produkt liefern.

Bringt man in (1) $h \cdot \tau$ auf die andere Seite und nimmt, nach Formel III die Summe vom Anfang, wo $z = 0, \tau = \tau'$, so erhält man

$$z = \frac{m}{h} \lg \frac{\tau'}{\tau} \text{ und } \tau = \tau' \cdot e^{-hz} \quad (2)$$

wo $m = 2,302505 \dots$ den Modulus der gemeinen und $e = 2,718282 \dots$ die Grundzahl der natürlichen Logarithmen bezeichnet.

Der Temperaturüberschuss τ nimmt hiernach geometrisch ab, wenn die Zeit z geometrisch wächst, — das schon früher (524) berührte Gesetz. Seiner Einfachheit willen, wird bei praktischer Rechnung dieses Gesetz gewöhnlich zur Anwendung gebracht; es bewährt sich aber genauer nur für kleine Temperaturüberschüsse und liefert für grössere zu kleine Werthe der Geschwindigkeit.

561. Die Untersuchungen von Dulong. — Genau genommen wirken bei der freien Abkühlung eines Körpers zwei ganz abweichende Ursachen ein, die Strahlung, welche durch die Luft nahe gleich wie im Vacuum vor sich geht (540), dann die Luftberührung, indem die Luft am Körper durch äussere Leitung erwärmt wird, und durch kältere verdrängt, wegströmt (528).

Dulong und Petit suchten beide Ursachen zu trennen. Als heissen Körper benutzten sie Thermometer selbst, deren Stand bei der geringen Dicke des Glases auch die Temperatur der stralenden Glasfläche gab. Das Thermometer A (Fig. 326) wurde in die Mitte der auf constanter Temperatur erhaltenen, innen berussten hohlen Kupferkugel B gesenkt; der Deckel der Oeffnung a, luftdicht aufliegend, diente als Teller des Recipienten C, in welchem die Röhre des Thermometers a sich befindet, und der in c sei es von Luft entleert, sei es mit comprimierter Luft erfüllt werden konnte. Liess man den nämlichen Körper nach gleicher Erwärmung einmal im Vacuum, das anderemal im luft-erfüllten Raume erkalten, so sank die Temperatur im zweiten Falle stets schneller als im ersten, der Unterschied ergab den Antheil der Luftberührung an der Abkühlung.

1) Im Vacuum, wo die Strahlung allein wirkt, folgte die Erkältung einer raschern Abnahme als das Newton'sche Gesetz darstellt und war nicht allein vom Ueberschuss $\tau = t - t'$, sondern bei gleichem Ueberschuss auch von der Temperatur t' des Raumes abhängig, und mit ihr wachsend. Den Versuchen genügte ein Ausdruck von der Form

$$u' = A (a^t - a^{t'}) = A a^{t'} (a^{\tau} - 1) \quad (1)$$

wo offenbar das eine Glied die Ausstrahlung des warmen Körpers, das andere die Rückstrahlung der hohlen Kugel darstellt. a erwies sich als eine absolute Constante $= 1,0077$; A hingegen änderte mit der Natur des stralenden Körpers. Die Geschwindigkeiten u oder das Sinken in der Zeiteinheit wird nothwendig aber proportional sein der austretenden Wärmemenge, d. h. 1) der Oberfläche O und 2) dem Strahlungsvermögen k , ferner verkehrt proportional 3) dem Gewichte P und der spec. Wärme C (400) des Körpers. Man kann daher setzen

$$A = \mu \frac{k \cdot O}{P \cdot C} \quad (2)$$

Bei dem gleichen Körper mit verschiedener Oberfläche verhält sich A wie das Strahlungsvermögen k . Daher findet z. B. Dulong für eine reine Glasfläche $A = 2,037$, für dieselbe versilbert 0,357.

Ist der Ueberschuss τ klein, so hat man genähert $a^\tau = 1 + m \lg a \tau$ folglich

$$u' = m \cdot A \cdot \lg a \cdot a'^\tau \cdot \tau \quad (3)$$

was mit dem Newton'schen Gesetze übereinstimmt, wenn $h = m \cdot A \cdot \lg a \cdot a^t$, so lange die Temperatur des Raumes t' als unverändert angesehen wird.

Wilhelmi, nach sorgfältiger Prüfung der Dulong'schen Versuche, erkannte, dass für ein gleichbleibendes τ , u nicht nur nach einer geometrischen Reihe variirt, wenn t' , wie die obige Formel es ausdrückt, nach einer arithmetischen, sondern auch wenn t . Er schlägt daher, den Beobachtungen ebenso gut entsprechend, einen etwas abweichenden Ausdruck vor

$$u' = A \cdot \tau \cdot a^t \cdot b^{t'} \quad (4)$$

wo die beiden Glieder $A t a^t b^{t'}$ und $A t' a^t b^{t'}$ Strahlung und Rückstrahlung bezeichnen. a und b ≈ 1 wenig abweichende Grössen, für Glas war $a = 1,0044$, für Russ $b = 1,00318$. A hingegen hängt von beiden Strahlungen ab, enthält das Produkt $k \cdot k'$ beider Strahlungsvermögen.

Die Versuche von La Provostaye und Desains bestätigten die Dulong'schen Gesetze, nur dass bei metallischer Oberfläche, sowohl bei Vergoldung als Versilberung die Constante A mit der Temperatur etwas veränderlich schien, bei $60-70^\circ$ z. B. 0,013 betrug, bei 150° hingegen auf 0,0108 herabsank.

562. Die Luftberührung. — Während die Abkühlung durch Strahlung von der Natur der Oberfläche wesentlich abhängt, fand Dulong den Einfluss der Luftberührung davon unabhängig. Flächen von Glas, Papier und Metall geben der Luft gleichviel Wärme ab, hingegen hatte die Gestalt des Körpers, wie leicht begreiflich, auf die Strömungen der Luft einen erheblichen Einfluss, während bei der Strahlung nur die Grösse der Oberfläche in Rechnung kam.

Dulong fasste seine Versuche über die Luftberührung in dem Ausdrücke zusammen

$$u'' = B \cdot b^a \cdot \tau^\beta \quad (5)$$

b bezeichnet den Druck des Gases in Metern Quecksilber, β eine absolute Constante 1,233, c eine nur von der Gasart abhängige Con-

stante, B eine andere Constante, die von dem Gase und der Beschaffenheit des Körpers abhängt. Bei seinen Versuchen hatte er z. B.

	α	B		α	B
Atmosph. Luft	0,45	0,00919	Kohlensäure	0,517	0,00887
Wasserstoff	0,38	0,03180	Oelbild. Gas	0,502	0,01227

Wegen des bedeutenden Werthes von B ist die Erkältung in Wasserstoff gegen 3mal grösser als in der Luft, was wohl von der grossen Beweglichkeit desselben herrührt. Wilhelmi bemerkt, dass B vermuthlich mit der Beweglichkeit wächst, daher der Wurzel aus dem specifischen Gewichte verkehrt proportional sein wird (276).

Bedenkt man, welche Verwicklung die Bewegung der Luft je nach der Gestalt des Körpers zeigen muss, so wird die allgemeine Gültigkeit des Ausdruckes (5) etwas zweifelhaft. De la Provostaye und Desains erkannten: 1) dass die Natur der Oberfläche nicht ganz ohne Einfluss sei; die Abkühlung bei einem Metallüberzuge war etwas rascher als für Glas und schwarze Farbe; 2) dass die Exponenten α und β in kleinen Hüllen mit dem Drucke variiren und sich nur im Grossen den Dulong'schen Werthen 0,45 (für atmosphärische Luft) und 1,233 nähern; 3) dass durch Verminderung des Druckes b , um so früher, je kleiner die Hülle, ein Druck erreicht wird, dessen Veränderung nahe ohne Einfluss auf die Abkühlung bleibt.

563. Praktische Berechnung. — In der Praxis kömmt häufig die Frage vor, zu bestimmen, wie viele Wärmeeinheiten ein auf einer bestimmten constanten Temperatur gehaltener Körper in einer bestimmten Zeit verliert. Kühlt sich der Körper, dessen Gewicht P und specifische Wärme C ist in der kurzen Zeit δz , frei um $\delta t = u \delta z$ ab, so verliert er die Wärmemenge

$$\delta Q = P C \delta t = P C u \delta z \quad (1)$$

Soll nun die Temperatur t unverändert bleiben, so muss ihm in jeder Zeit δz eben diese Wärmemenge wieder ersetzt werden. Also in der Zeit z , da u constant ist, eine Menge

$$Q = P \cdot C \cdot u \cdot z \quad (2)$$

u besteht aus den durch Strahlung und Luftberührung entweichenden Antheilen u' und u'' . Auf die Einheit der gleich angenommenen Oberfläche O , kommt für die Zeiteinheit ein austretender Wärmestrom

$$Q = Q' + Q'' = \frac{P C}{O} [A a^t (a^t - 1) + B b^a \tau^\beta] \quad (3)$$

Aus den Dulong'schen Versuchen ergibt sich $\mu = 1,146$ im Ausdrücke (2) (561), wenn man die Minute als Zeit-, das Quadratcentimeter als Flächen-, und das Gramm als Wärmeeinheit (395) annimmt.

Péclet wählt für die Rechnungen der Technik die Stunde, das Quadratmeter und das Kilogramm, nimmt für die Lufttemperatur constant 12° und vereinfacht die beiden Antheile Q' und Q'' zu folgenden Ausdrücken

$$Q' = g (0,9556 + 0,0037 t') \tau (1 + 0,0056 \tau)$$

wo die Constante g folgende Werthe hat.

Silber blank	0,13	Guss, neu	3,17	Sand	3,62
Weissblech blank	0,15	Eisenblech, oxyd.	3,36	Baumwollenzeug	3,65
Kupfer	0,16	Guss, oxyd.	3,36	Wollentuch	3,68
Zinn	0,215	Kohlenstaub	3,42	Oelfarbe	3,71
Messing blank	0,24	Holzstaub	3,53	Seidenzeug	3,71
Zink	0,24	Bausteine, Gyps	3,60	Kohlenschwarz	4,01
Gem. Blech	2,77	Holz	3,60	Wasser	5,31
Glas	2,91				

Für den zweiten Theil des Wärmestromes, durch Luftberührung veranlasst, gibt Péclet den Ausdruck

$$Q'' = h (1 + 0,0073 \cdot t) \tau \quad (5)$$

Dabei hat der Coefficient h einen von der Form abhängigen Werth, nämlich den Versuchen gemäss

$$\begin{aligned} \text{Ebene Wand} \quad h &= 1,764 + \frac{0,636}{\sqrt{H}} \\ \text{Horizontaler Cylinder} \quad h &= 2,058 + \frac{0,0382}{R} \\ \text{Verticaler Cylinder} \quad h &= \left(0,726 + \frac{0,0345}{\sqrt{R}}\right) \left(2,43 + \frac{0,8758}{\sqrt{H}}\right) \\ \text{Kugel} \quad h &= 1,778 + \frac{0,13}{R} \end{aligned} \quad (6)$$

R bezeichnet den Radius, H die Höhe der Theile.

Die Prüfung dieser Ausdrücke reichte von 25^0 — 65^0 , für grössere Differenzen müssten die Dulong'schen Formeln benutzt werden, wobei für die gegenwärtigen Einheiten zu setzen wäre

$$A = 124,72 \cdot g, B b^a = 0,552 \cdot h \quad (7)$$

3.62	Wasser	3.62	Wasser	3.62	Wasser
3.62	Wasser	3.62	Wasser	3.62	Wasser
3.62	Wasser	3.62	Wasser	3.62	Wasser
3.62	Wasser	3.62	Wasser	3.62	Wasser
3.62	Wasser	3.62	Wasser	3.62	Wasser
3.62	Wasser	3.62	Wasser	3.62	Wasser
3.62	Wasser	3.62	Wasser	3.62	Wasser
3.62	Wasser	3.62	Wasser	3.62	Wasser
3.62	Wasser	3.62	Wasser	3.62	Wasser
3.62	Wasser	3.62	Wasser	3.62	Wasser

Für den zweiten Theil des Wärmegewinnes, durch Luftfällung ver-
ursacht, gilt Folgendes:

$$Q = A(1 + 0.0073 \cdot t) \quad (7)$$

Dabei hat der Coefficient A einen von der Form abhängigen Werth,
nämlich den Verhältniss gemäss

$$A = 1.764 + \frac{0.636}{\sqrt{H}} \quad \text{für eine Wand}$$

$$A = 2.052 + \frac{0.0382}{H} \quad \text{für einen horizontalen Cylinder}$$

$$A = (0.325 + \frac{0.0312}{\sqrt{H}}) (2.13 + \frac{0.8752}{\sqrt{H}}) \quad \text{für einen vertikalen Cylinder}$$

$$A = 1.778 + \frac{0.18}{H} \quad \text{für einen Kegel}$$

A bezeichnet den Radius, H die Höhe der Theile.
Die Fällung dieser Ausdrücke reicht von 25° bis 65° für grössere
Differenzen zwischen der Luft- und Wasser-temperatur, wobei
für die gegenwärtigen Fällungen zu setzen wäre

$$A = 1.8472, B = 0.552 \quad (8)$$

...

...

...

...

...

...

...

...

...

...

...

...

...

Allgemeine Bemerkungen.

364. Der Gesichtssinn.

II. Buch.

Lehre vom Licht (Optik).

365. Das Licht.

H. 2nd.

Lehre vom Licht (Optik)

Allgemeine Bemerkungen.

564. Der Gesichtssinn. — Von allen seinen Sinnen ist dem Menschen keiner zur Erkenntniss der Aussenwelt wichtiger, als das Auge. Gestalt, Grösse, Stellung, Entfernung, gegenseitige Beziehung der Gegenstände erkennen wir fast einzig durch dessen Vermittlung, da uns der Tastsinn nur höchst mangelhafte, das Ohr gar keine Vorstellungen darüber verschafft. Ihm ausschliesslich verdanken wir die Kenntniss der sehr kleinen und sehr grossen Gegenstände, die Wahrnehmung der entfernten unerreichen Körper, wie z. B. der sämtlichen Himmelskörper, die Vorstellung der Farben, welche den Schmuck und Reichtum der Natur ausmachen. Das Auge endlich ist der feinste und schärfste unserer Sinne und lässt sich mehr als kein anderer durch künstliche Mittel noch weiter vervollkommen, so dass die meisten Erscheinungen erst dann einer scharfen Bestimmung unterliegen, wenn sie auf gesehene räumliche Veränderungen zurückgeführt werden können.

Dennoch haben auch die Wahrnehmungen des Gesichtssinnes ihre von dem Bau und der Beschaffenheit des Auges abhängigen Schranken. Nur Wirkungen gewisser Art und innerhalb gewisser Grenzen der Intensität werden vom Sehnerven gefahrlos aufgenommen und unserem Geiste richtig zugeführt. Wenn auch in geringerem Maasse, als bei der Wahrnehmung der Wärme (358), wirken subjektive und individuelle Bedingungen auf die Gesichtseindrücke und die darauf gegründeten Vorstellungen ein, zumal wenn es sich nicht sowohl um räumliche Verhältnisse, als um die Beurtheilung der Lichtstärke und Färbung handelt. Die Kenntniss der subjektiven Erscheinungen und Täuschungen verdient bei diesem wichtigsten und genauesten Sinne der besondern Beachtung.

565. Das Licht. — Mit dem Worte Licht bezeichnet man sowohl das, was von den gesehenen Gegenständen auf unser Auge übergeht, als die Wirkung, welche letzteres empfängt; unsere Wahrnehmung lehrt uns direkt aber, weder was jene Ursache ist, noch worin diese Wirkung eigentlich besteht. Ueber beides haben wir einzig auf dem Wege der Theorie einen bedingten Aufschluss zu gewärtigen.

Auf dem Gebiete der Optik haben sich die nämlichen zwei Theorien, wie auf demjenigen der Wärme (355) geltend gemacht. Man hat sich 1) einen Lichtstoff gedacht, der durch Stoss auf den Sehnerven wirkt oder 2) Aetherschwingungen, die dessen Theilchen gleichfalls in einen Schwingungszustand versetzen; jene heisst die Emanations-, diese Vibrationstheorie. Als die scheinbar einfachere und

näher liegende behauptete die erste von Newton bis auf Biot den ersten Rang; allein Fresnel bewies, dass sie von manchen Erscheinungen keine, oder nur gezwungene Erklärungen gebe, während die Theorie der Aetherschwingungen noch bei keiner genau bekannten Erscheinung im Fehler erfunden wurde. Es ist übrigens kein Grund vorhanden, die Aetherschwingungen, die als Licht auf den Sehnerven wirken, für verschieden zu halten von denen, welche, die Theilchen anderer Körper bewegend, als Wärme wirken; nur eine genaue Vergleichung der beidseitigen Erscheinungen kann lehren, ob und welche Unterschiede zwischen ihnen bestehen.

Man denkt sich also einen leuchtenden Körper als einen solchen, der nach allen Seiten Aetherschwingungen entsendet, fähig den Sehnerven zu affiziren. Eine Linie, längs welcher die Schwingungen fortwandern, heisst ein Lichtstral; die Gesammtheit der Theilchen, die ringsherum gleichzeitig die Bewegung erhalten eine Wellenfläche. Den Ursprung der Farbe sucht man, analog wie die Höhe des Tones beim Schall, in einer verschieden schnellen Wiederholung der Schwingungen, die Stärke des Lichtes hingegen in einer verschiedenen Grösse derselben. Für den Augenblick genügen diese Andeutungen; eine weitere Ausführung der Theorie wird passender nach der Darlegung der einfachern optischen Erscheinungen ihre Stelle finden.

566. Die Eintheilung der Optik. — Die mannigfachen Erscheinungen der Optik lassen sich unter drei Abschnitte bringen, die unter sich indess weniger wesentlich abweichen als die beiden Hauptabschnitte der Wärmelehre:

1) Die Fortpflanzung des Lichtes oder die Erscheinungen, welche mit der Richtung der Stralen und deren Veränderungen zusammenhängen. Diese Erscheinungen sind die einfachsten und am längsten bekannten, und bilden die Grundlage der gewöhnlichen optischen Instrumente.

2) Die Zusammensetzung des Lichtes. Sie hängt theils von der Lichtquelle ab, theils von der Natur der Körper, die auf die Stralen einwirken, theils endlich von dem Einfluss, den die Stralen selbst auf einander ausüben. Es sind diess die Erscheinungen der Lichtentwicklung, der Absorption und Interferenz.

3) Die Schwingungsrichtung der Aethertheilchen begründet eine dritte Reihe von Erscheinungen, in denen die frühern Gesetze wesentlich modifizirt und näher bestimmt werden. Ohne den leitenden Faden der Theorie wären dieselben, ihrer Mannigfaltigkeit und Verwicklung wegen, kaum zu entwirren. Hinwieder aber werden sie zum vollständigsten und genauesten Belege für die Naturgemässheit der Theorie.

Wie immer übrigens, sind diejenigen Erscheinungen dieser drei Gebiete, welche sich räumlich auseinanderlegen, weit besser bekannt und strenger geprüft, als jene andern, in welchen die spezifische Natur der Substanzen als Faktor eingeht.

A. Die Erscheinungen der Fortpflanzung.

Cap. 1. Die Richtung der Stralen.

567. Die gerade Richtung. — Weit vollständiger als für die Wärme lässt sich beim Lichte die geradlinigte Fortpflanzung der Stralen nachweisen, so lange wenigstens das Medium ein gleichartiges ist. Ein in das dunkle Zimmer geleiteter Sonnenstral wird an dem beleuchteten Staube als gerade Linie direkt gesehen. Durch eine Reihe kleiner Oeffnungen kann man nur blicken, wenn sie genau auf einer Geraden liegen; eine Reihe, selbst weit entfernter, hängender Lothe verdecken sich für das Auge nur dann, wenn sie in Eine vertikale Ebene fallen. Alles Visiren, das schärfste Mittel die Richtung eines Punktes zu bestimmen, beruht einzig und allein auf der geradlinigten Fortpflanzung. Für die Entfernungen des Weltraumes folgt die letztere aus der genauen Uebereinstimmung des beobachteten und berechneten Augenblicks der Sonnenfinsternisse, welche Berechnung auf den Eintritt des Mondes auf die vom Beobachter nach dem Sonnenrande gedachte Gerade gegründet wird.

568. Die scheinbare Grösse. — Von allen Stralen, welche von einem Punkte eines Gegenstandes nach allen Seiten divergiren, heisst der nach dem Auge gehende die Sehlinie des Punktes. Der Winkel zwischen den Sehlinien der Grenzpunkte eines Objektes heisst der Sehwinkel; er bestimmt die scheinbare Grösse des Objektes, das einzige, was uns direkt geboten wird. Unser Urtheil über die wahre Grösse beruht nicht allein auf der direkten Wahrnehmung, sondern zugleich auf Erfahrung, auf einer Kenntniss der Entfernung, einer Schätzung der Schärfe und Deutlichkeit u. s. f.

Der Sehwinkel α (Fig. 327) einer Geraden H , welche zur einen Sehlinie senkrecht steht, hängt 1) von der Entfernung D ab; da

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{H}{D}$$

Für etwas grosse Entfernungen ist die scheinbare Grösse einer Linie nahe der Entfernung, diejenige einer Fläche nahe dem Quadrate derselben verkehrt proportional. Für unendliche Entfernung wird die Linie oder die Fläche zum Punkte.

2) Es hängt zweitens der Sehwinkel von der Neigung β des Gegenstandes gegen die Stralen ab. Man hat nämlich

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{H \sin \beta}{D + H \cos \beta}, \text{ genähert: } \operatorname{Arc.} \alpha = \frac{H \sin \beta}{D}$$

Die scheinbare Grösse ist dem Sinus der Neigung proportional. Am Grössten senkrecht gesehen, verkleinert sich der Gegenstand durch Verkürzung bis auf Null.

Die beiden Gesetze der Entfernung und der Verkürzung bilden die Grundlage der ganzen Lehre von der Perspektive, die sich zur Aufgabe stellt, auf einer gegebenen Fläche die Gegenstände so darzustellen, wie sie sich unmittelbar dem Auge zeigen. Jede solche Darstellung ist natürlich nur richtig für eine bestimmte Lage und Entfernung des Objektes und einen bestimmten Ort des Auges.

Man begreift leicht, da der Abstand zweier Parallelen in unendlicher Entfernung verschwindet, dass alle Parallelen gegen einen Punkt, auf der ihnen parallelen Linie des Auges, convergiren müssen. Eine lange gerade Strasse läuft in Einen Punkt zusammen; alle parallelen Linien eines Zimmers oder Gebäudes convergiren; die nach der kleinen Erde gehenden parallelen Stralen der Sonne erscheinen in dunstiger Luft aus den Schatten der Wolken als divergirende Krone, und convergiren wohl auch nach der entgegengesetzten Seite des Horizontes zu einer Gegen Sonne.

569. Die Schattenlehre. — Auch die Schattenlehre, ein zweites Feld der angewandten Geometrie, stützt sich vorzüglich auf die geradlinigte Fortpflanzung. Zieht man von einem leuchtenden Punkte A (Fig. 328) aus, rings an den Umfang eines undurchsichtigen Körpers B tangirende Linien, so scheidet die Reihe der Berührungsstellen a b, die vom Lichtpunkte gesehene beleuchtete Hälfte des Körpers von der verdeckten, im Schatten liegenden; die hinter dem Körper verlängerten Stralen begrenzen den vollkommen schwarzen Kernschatten und, auf eine Fläche treffend, den Schlagschatten des Körpers.

Hat der leuchtende Körper A (Fig. 329) eine gewisse Ausdehnung, so erzeugt jeder leuchtende Punkt seinen eigenen Schattenraum. An dem ganzen Schatten unterscheidet man zwei Theile: 1) den ganz dunkeln Kernschatten C, begrenzt von den Stralen a b c, die von den Grenzpunkten des Leuchters aus an den auf gleicher Seite liegenden Randstellen des Körpers hinstreifen, 2) den vom Kernschatten an an Dunkelheit abnehmenden Halbschatten, der theilweise beleuchtet und von den Stralen a b' c', die den entgegengesetzten Rand des Körpers tangiren, begrenzt wird. Der Winkel α des Halbschattens ist gleich dem Sehwinkel, unter welchem der Leuchter von der Berührungsstelle b aus gesehen wird, bei der Sonne z. B. 30—33 Minuten. Die Breite der Zone des Halbschattens auf dem Körper hängt von dessen Gestalt und Krümmung ab.

Seien der Leuchter und Schatten werfende Körper Kugeln vom Radius R und r , und man fange den Schatten senkrecht auf einer Wand auf, die vom letztern Körper um d abstehe, während dieser vom Leuchter um D ; so treffen sich die Grenzlinien des Kernschattens in einer Entfernung x hinter der Wand, diejenigen des Halbschattens in einer Entfernung x' vor derselben. Diese Grössen, so wie die Halbmesser ρ , ρ' der entsprechenden Schattenkreise auf der Wand, werden mittelst Proportionen gefunden

$$\left. \begin{aligned} x &= \frac{D r}{R - r} - d, \varrho = r + (r - R) \frac{d}{D} \\ x' &= \frac{D r}{R + r} + d, \varrho' = r + (r + R) \frac{d}{D} \end{aligned} \right\} \varrho' - \varrho = \frac{2 d R}{D}$$

Je nachdem der Leuchter grösser oder kleiner als der schattenwerfende Körper, wird $\varrho <$ oder $>$ als r , der Kernschatten läuft begrenzt in eine Spitze aus, oder divergirt umgekehrt ins Unendliche. Im ersten Fall ist jenseits der Spitze des Kernschattens keine Stelle vorhanden, die nicht von der einen oder andern, oder von beiden Seiten des Leuchters Licht empfangt. Läge z. B. der Mond weiter entfernt von der Erde als es wirklich der Fall ist, so könnten die Mondfinsternisse keinen Kernschatten der Erde zeigen.

570. Bilder durch kleine Oeffnungen. — Das Licht, das von einem hellen Gegenstande A (Fig. 330) durch eine kleine Oeffnung α in ein dunkles Zimmer dringt, malt auf einer gegenüberliegenden Wand ein mehr oder weniger deutliches Bild desselben. Offenbar genügt zur Erzeugung eines Bildes, d. h. einer optischen Darstellung des Gegenstandes, dass das Licht eines jeden Punktes für das Auge von einem entsprechenden Punkte des Bildes ausgehe und diese Punkte sich wie im Gegenstande an einander ordnen. Diese Bedingung findet sich bei einer kleinen Oeffnung erfüllt. Der oberste Punkt a des Gegenstandes sendet nur nach dem Punkte a' der Wand C Stralen, der Punkt b nur nach b'; die zwischenliegenden Punkte beleuchten, jeder mit seinem eigenthümlichen Lichte, zwischenliegende Punkte der Wand, so dass a' b' nothwendig eine verkehrte Darstellung des Gegenstandes sein wird.

An jedem optischen Bilde unterscheidet man:

1) Die Natur desselben. Die einen Bilder, wie eben diejenigen der kleinen Oeffnungen, lassen sich auf einer Wand auffangen und objektiv beobachten; sie heissen wirkliche. Die andern, wie die Bilder der gewöhnlichen Spiegel, sind eine von der Wirkungsweise unseres Auges abhängige subjektive Täuschung und werden scheinbare oder imaginäre genannt.

2) Die Stellung. Die Bilder können gerade oder verkehrte sein; die wirklichen, wie die vorstehenden, haben in der Regel eine verkehrte, die scheinbaren eine gerade Stellung.

3) Die Grösse hängt von den Entfernungen ab. Bezeichnen H, h zwei Durchmesser, A, a die Oberflächen, D, d die Entfernungen des Gegenstandes und des Bildes, letztere von der Oeffnung an gezählt, so geben die Stralkegel A α , a α

$$\frac{h}{H} = \frac{d}{D} \text{ und } \frac{a}{A} = \frac{d^2}{D^2}$$

Die Durchmesser von Bild und Gegenstand verhalten sich wie die Entfernungen, die Flächen, wie die Quadrate derselben.

4) Die Helligkeit oder die in einem bestimmten Raume sich concentrirende Lichtmenge ist um so grösser 1) je mehr Licht jeder Punkt a in das Bild senden kann, also je grösser der Winkelraum α von a aus gesehen ist, 2) je mehr sich das Licht im Bilde zusammen-

drängt, oder je kleiner das Bild a ist. Die Helligkeit wird also proportional sein mit

$$\frac{\alpha}{D^2 \cdot a} = \frac{\alpha}{d^2 \cdot A}$$

oder verkehrt dem Quadrate der Bildentfernung.

5) Die Schärfe — nicht zu verwechseln mit der Deutlichkeit, die gleichfalls von der Helligkeit abhängt — wird von der Vollkommenheit bedingt, mit welcher alle Stralen eines Punktes a sich wieder in Einen Punkt a' des Bildes vereinigen. Wenn jeder Punkt, wie nothwendig bei kleinen Oeffnungen, eine Fläche, Basis des durch α gehenden Büschels beleuchtet, fällt das Licht verschiedener Punkte theilweise auf die gleichen Stellen und mischt sich für das Auge. Die Fläche der Undeutlichkeit, oder die Grösse jener Basis wird proportional sein mit

$$\frac{\alpha (D + d)^2}{D^2}$$

Die Schärfe ist um so grösser, je kleiner die Oeffnung, je näher die Wand und je entfernter der Gegenstand.

Im Vergleich mit der Fläche des Bildes ist die Undeutlichkeit

$$\frac{\alpha (D + d)^2}{D^2 \cdot a} = \frac{\alpha (D + d)^2}{d^2 A}$$

wird daher um so weniger störend, je weiter die Wand absteht. Während für kleine Oeffnungen und entfernte Wände die Gestalt der Oeffnung nicht auf die Grösse des Bildes, sondern nur auf seine Schärfe Einfluss hat, tritt bei sehr grosser Oeffnung und ganz naher Wand die Gestalt der Oeffnung hervor, verundeutlicht durch die Grösse des Bildes. Die Sonne, ihre Stralen durch ein Schlüsselloch, die Lücken eines Fensterladens, die Zwischenräume der Baumblätter sendend, zeichnet nicht die Umrisse der Oeffnungen, sondern kleine Lichtkreise des eignen Bildes.

Cap. 4. Die Geschwindigkeit und Intensität des Lichtes.

571. Die Geschwindigkeit des Lichtes. — Die Fortpflanzung des Lichtes erfolgt mit einer so grossen Geschwindigkeit, dass alle direkten Messungen erfolglos blieben und selbst auf 20 Stunden (96000 Met.) Entfernung, bis wie weit Lichtsignale reichen, kein Zeitunterschied zwischen dem Abgang und der Ankunft des Lichtes beobachtet werden konnte. Hingegen gelang es schon in älterer Zeit auf doppeltem Wege, mit Hülfe der Entfernungen des Weltraumes, die Geschwindigkeit des Lichtes zu bestimmen, wobei die merkwürdige Uebereinstimmung des Resultates, trotz der Verschiedenheit der Wege, als Bürgschaft der Richtigkeit gelten darf.

1) Als Olav. Römer (1676) die Verfinsterungen des nächsten Trabanten des Jupiter hinter diesem Planeten wiederholt beobachtete, erkannte er, dass dieselben, statt sich immer gleich nach einer Umlaufszeit von $42'' 27' 33'',5$ ($152853'',5$) zu wiederholen, wenn die Erde in ihrer Bewegung um die Sonne sich vom Jupiter entfernt, eine Verspätung erleiden, die beim Uebergang von der nächsten zur ent-

ferntesten Stellung der Erde auf $16' 36'',4$ ($996'',4$) ansteigt; dann aber bei der Rückkehr zur nächsten Stellung wieder vollständig eingebracht wird. Römer erklärte jene Verspätung aus dem längern Wege, den das Licht durchlaufen muss, um die entferntere Stellung zu erreichen, so dass $996'',4$ die Zeit bezeichnen würde, welche auf den Durchmesser der Erdbahn oder 41364880 G.M. (zu 7420,158 Met.) fällt. Der Weg in einer Sekunde wird sein

$$U = \frac{41364880}{996,4} = 41514,3 \text{ G.M.} = 308043000 \text{ Met.}$$

2) Eine zweite Bestimmung leitete Bradley (1725) aus der Aberration des Lichtes der Gestirne ab, der Erscheinung nämlich, dass alle Sterne während der Umlaufszeit der Erde um die Sonne oder während eines Jahres, eine kleine, der Erdbahn ähnliche und parallele Ellipse um ihre wahre Stellung als Centrum beschreiben, deren mittlerer Radius von der Erde gesehen, für alle gleich, den Winkel von $20'',4451$ nach Struve umspannt. Um diesen Winkel muss ein Fernrohr, von der wahren Stelle eines im Pole der Ekliptik stehenden Sternes im Sinne der Erdbewegung vorwärts geneigt werden, soll das Licht desselben seiner Axe folgen. Man denkt sich die Erscheinung ähnlich der eines Steines, der ohne anzustossen durch eine aufrecht fortgetragene Röhre fallen soll. Man darf die Röhre alsdann nicht vertikal halten, wie wenn sie ruhend wäre, sondern muss sie so neigen, als hätte der fallende Stein ausser seiner eignen Bewegung noch diejenige der Röhre, entgegengesetzt genommen. Ebenso, wenn das Licht gegen die im Raum fortbewegte Erde gelangt, hat man demselben ausser der eigenen Geschwindigkeit U noch diejenige $u = 4,11388$ G.M. der Erde entgegengesetzt beizulegen, um die Abweichung $\alpha = 20'',4451$ der Resultirenden, d. h. der Fernröhre, von der wahren Richtung der Stralen zu erhalten. Man findet also

$$U = u \cotg \alpha = 4,11388 \cotg 20'',445 = 41504 \text{ G.M.}$$

nahe die gleiche Zahl wie vorhin.

Auf ein ganz anderes Mittel, die Geschwindigkeit des Lichtes zu bestimmen, kommen wir später.

572. Intensität der Selbstleuchter. — Die Körper werden unserem Auge sichtbar entweder durch eignes, selbstständig entwickeltes Licht, die Selbstleuchter, oder vermöge fremden entlehnten Lichtes, durch Beleuchtung.

Man denke sich einen selbstleuchtenden Körper. Jeder leuchtende Punkt desselben sendet divergirende Stralen aus, deren Intensität, gleich wie bei der Wärme (533) dem Quadrate der Entfernung verkehrt proportional sein wird. Stralt das Licht senkrecht von einem Flächenelement ω auf ein anderes ω' in der relativ grossen Entfernung r , so empfängt ω' eine Lichtmenge

$$q = i \frac{\omega \omega'}{r^2} \quad (1)$$

wo i die Lichtstärke des Leuchters ist, d. h. die Lichtmenge, welche von der Flächeneinheit zur Flächeneinheit auf die Entfernung Eins stralen würde, wenn alle Stralen senkrecht blieben.

Wäre die Fläche ω gegen die Stralen um den Winkel β geneigt, so wird die Intensität der Strahlung durch ein Gesetz $i f(\beta)$ ausgedrückt werden können, wo i den senkrechten Stralen zugehört, für welche $f(90^\circ) = 1$ sein muss,

$$q = i \cdot \frac{\omega \cdot \omega' \cdot f(\beta)}{r^2} \quad (2)$$

Die das Licht empfangende Fläche ω' kann die Pupille α des Auges sein. Es empfängt diese Lichtmenge in einem Raumwinkel $\omega \sin \beta : r^2$, so dass die gesehene Helligkeit durch Division jener durch diese Grösse erhalten wird

$$I = i \cdot \frac{\alpha f(\beta)}{\sin \beta} \quad (3)$$

Da r wegfällt, so ist die gesehene oder scheinbare Helligkeit unabhängig von der Entfernung; bei grösserer Entfernung compensirt die Abnahme der scheinbaren Grösse, die Abnahme der Stralenintensität. Wenn das Auge, wie bei den Sternen, keine scheinbare Grösse mehr unterscheidet, dann gilt das Gesetz (2) und es müssen im Durchschnitt die schwächern Sterne als die entferntern, die stärkern als die nähern beurtheilt werden.

Ueber das Gesetz $f(\beta)$ sind zwei Fälle hervorzuheben.

1) Die Intensität sei nach allen Richtungen gleich oder $f(\beta) = 1$. Dann erscheint die Helligkeit um so grösser, je schiefer die Stralen. Bei einem Cylinder z. B. würde die Helligkeit von der Mitte nach dem Rande wachsen. Genähert scheint diess mit einer Flamme der Fall zu sein, wenn die leuchtende Hülle (540) nicht zu dünn ist.

2) Es könnte die Intensität wie bei der stralenden Wärme (553) mit $\sin \beta$ proportional sein, also $f(\beta) = \sin \beta$ und

$$I = i \cdot a \quad (4)$$

Auch die Lage der Fläche hätte keinen Einfluss auf die scheinbare Helligkeit. Es scheint diess mit einem starkglühenden Metallstück der Fall zu sein, an dem das Auge die verschieden gestellten Flächen alle mit gleicher Helligkeit zu sehen glaubt.

573. Die Lichtstärke der Beleuchtung. — Der beleuchtete Körper wird nur durch fremdes auf ihn fallendes Licht sichtbar; da man denselben von allen Seiten sieht, so wird jeder Punkt der beleuchteten Oberfläche ein Ausgangspunkt divergirender Stralen, der sich vorübergehend als leuchtender Punkt verhält. Dass das Licht hierbei verändert wird, beweist die verschiedene Farbe verschiedener Körper im gleichen weissen Tageslicht. Nur bei einer weissen Fläche ist das wieder ausgesandte Licht von gleicher Beschaffenheit wie das ursprüngliche, bei einer farbigen nicht; immer jedoch scheint die Stärke desselben derjenigen des einfallenden Lichtes proportional zu sein.

Es folgt daraus, dass wenn $i \cdot \omega f(\beta) = q$ die von der Fläche ω des Leuchters auf die Entfernung Eins nach der Flächeneinheit ausgesandte Wärme ist, die um den Winkel β geneigte Fläche ω' in der Entfernung r erhalten wird

$$q \frac{\omega' \sin \beta'}{r^2}$$

Mit dieser Lichtmenge wird die Beleuchtung proportional sein oder für die Flächeneinheit berechnet

$$i' = k q \frac{\sin \beta'}{r^2} \quad (5)$$

Die Beleuchtung hängt also wesentlich von der Entfernung und der Stellung der Fläche gegen den Leuchter ab, nimmt nämlich ab 1) verkehrt mit dem Quadrat der Entfernung und 2) direkt mit dem Sinus der Neigung.

In der That sieht man im dunklen Zimmer eine gegen die Stralen senkrecht gestellte Fläche mit der Entfernung von einem Lichte dunkler werden und so auch dunkler, wenn sie schief gestellt wird. Diesen Gesetzen besonders verdanken wir die Erkennung der vorspringenden Theile und zum Theil auch der Gestalt der Körper. Das Gesetz des Sinus endlich bildet, angenähert benutzt, die Grundlage der Bergschraffirung auf topographischen Karten.

Was die gesehene Helligkeit beleuchteter Flächen betrifft, so vermag das Auge, wenigstens wenn sie recht eben sind, keinen von seiner Entfernung und Stellung herrührenden Unterschied wahrzunehmen, so dass das Gesetz der Ausstrahlung $f(\beta) = \sin \beta$ für das wiederausgesandte Licht zu gelten scheint. Als streng erwiesen darf man diess Gesetz aber nicht betrachten.

574. Die gewöhnlichen Photometer. — Die vergleichende Messung der Lichtmenge zweier Lichtquellen, die Photometrie, beruht definitiv auf einem Urtheile des Auges und wird am schärfsten ausfallen, wenn das Letztere auf die günstigste Weise benutzt wird. Diess ist der Fall, wenn das Auge über nichts als über Gleichheit oder Ungleichheit der Helligkeit zweier aneinanderstossenden Flächen zu entscheiden hat.

Die beiden üblichsten photometrischen Verfahren sind die folgenden.

1) Dasjenige von Rumford. — Die beiden Flammen A und A' (Fig. 331) werfen nebeneinander auf die ebene weisse Fläche C zwei Schatten eines undurchsichtigen Stabes B, von denen jeder je von dem andern Lichte allein, als Halbschatten, beleuchtet wird, nämlich a von A', a' von A. Die Entfernungen der Lichter werden nun verändert, bis beide Schatten gleich hell erscheinen, wobei das hellere weiter, das schwächere näher stehen wird. Man hat dann aus (5)

$$\frac{q}{r^2} = \frac{q'}{r'^2}, \text{ also } \frac{q}{q'} = \frac{r^2}{r'^2}$$

2) Das Photometer von Bunsen besteht aus einem weissen, starken, gespannten Papier, welches stellenweise unverändert bleibt, stellenweise durch Tränkung mit farblosem geschmolzenem Stearin durchscheinend gemacht wird. Im dunkeln Zimmer erscheinen, von Seite des Lichtes gesehen, die natürlichen Stellen hell durch starke Rück-

strahlung des einfallenden Lichtes, die andern dunkel wegen starken Durchgangs; von der andern Seite gesehen findet das Umgekehrte statt.

Von der einfallenden Lichtmenge 1 werde am natürlichen Papier ein Bruchtheil k zurückgestrahlt, ein anderer l durchgelassen, überdiess ein Theil absorbirt; an den Stellen mit Stearin habe man k', l' . Stellt man die beiden Flammen A, A' zu beiden Seiten des Papiers B und verändert die Entfernungen r und r' , bis, von Seite A betrachtet, beide Stellen gleich hell erscheinen, so hat man offenbar

$$k \frac{q}{r^2} + l \frac{q'}{r'^2} = k' \frac{q}{r^2} + l' \frac{q'}{r'^2} \text{ oder } (k - k') \frac{q}{r^2} = (l' - l) \frac{q'}{r'^2}$$

Wäre $k - k' = l' - l$ oder $k + l = k' + l'$, d. h. der neben Zurückstrahlung und Durchgang noch absorbirte Antheil an beiden Stellen gleich, so würden die Quadrate der Entfernung wieder das Verhältniss der Lichtmenge geben. Diese Voraussetzung ist aber nicht richtig. Setzt man

$$k - k' = (l' - l) (1 + \gamma)$$

und beobachtet von beiden Seiten, so dass zur Ausgleichung der Fläche einerseits die Entfernungen r, r' , andererseits diejenige r_1, r'_1 , erforderlich sind, so hat man

$$\frac{q}{r^2} (1 + \gamma) = \frac{q'}{r'^2}, \frac{q}{r_1^2} = \frac{q'}{r_1'^2} (1 + \gamma), \text{ folglich } \frac{q^2}{q'^2} = \frac{r^2 \cdot r_1'^2}{r'^2 \cdot r_1^2}$$

Man kann auch so verfahren, dass man beide Flammen mit einer dritten unveränderlichen, auf gleicher Seite des Papiers, vergleicht.

Oft gibt man den Flammen eine bestimmte bleibende Entfernung L und verschiebt dazwischen den Papierschirm. r' ist dann $= L - r$ und die Eintheilung gibt die Stellen, für welche $r^2 : (L - r)^2$ die Werthe $1, 2, 3, \dots n$ erhält. Liest man bei Abgleichung von der einen und der andern Seite die Zahlen n, n' ab, so ist das wahre Verhältniss

$$\frac{q}{q'} = \sqrt{n \cdot n'}$$

Alle diese Bestimmungen leiden unter dem Mangel einer festen Lichteinheit, wie man sie z. B. für Wärmemengen besitzt (362) und an der Schwierigkeit sich eine recht constante Normalflamme zu verschaffen. In England gilt als Normallicht eine Spermaceti-Kerze von 6 auf das engl. Pfund, die stündlich 120 Grain verbraucht; in Deutschland gewöhnlich eine Wachskerze von 4 auf das baierische Pfund ($= 0,560$ Kil.), die 10,08 Gramm verzehrt. Allein es variirt die Helligkeit solcher Flammen mit der Reinheit des Stoffes, der Lufttemperatur, der Stärke des Zuges, der Länge des Doctes. Nur Versuche in einem Zimmer mit dunkeln Wänden sind frei von Fehlern durch fremde Reverberation.

575. Einige Resultate. — Ueber das Licht von Sonne und Mond hat man folgende Bestimmungen, wobei die Flamme in 1 Meter Entfernung gedacht wird.

Sonne nach Bouguer	62177	Wachskerzen
» » Wollaston	59882	Talgkerzen
Mond nach Lambert	0,24422	»
» » Wollaston	0,07475	»

Nach Wollaston wäre also das Sonnenlicht 801072 heller als das Mondlicht.

In der folgenden Tafel sind einige von Péclet und Knapp erhaltene Bestimmungen über die Lichtstärke der gewöhnlichsten Leuchtmittel zusammengestellt. Die Tafel enthält 1) die Lichtmenge, verglichen mit der Fünfer-Wachskerze (auf $\frac{1}{2}$ Kil.); 2) den stündlichen Stoffverbrauch auf die Stunde in Grammen; 3) die Lichtmenge auf 1 Gramm oder die Leuchtkraft in obigen Wachskerzen.

	Lichtmenge in Wachskerz.	Stündl. Verbrauch in Grm.	Leucht- kraft in Wachsk.
Küchenlampe	0,489	8,000	0,0611
Talglicht 8 auf 0,5 Kil.	0,642	7,510	0,0855
» 5 » » »	0,783	8,510	0,0920
Lampe, platt. Docht, Kamin	0,885	11,000	0,0805
Wachslicht . . 5 auf 0,5 Kil.	1,000	8,710	0,1148
Stearinkerze . » » » »	1,051	9,350	0,1113
Spermacetikerze » » » »	1,058	8,920	0,1186
Astrallampe	2,278	26,714	0,0853
Hydrost. Lampe (Thylor. Nr. 4)	3,306	17,260	0,1916
Sinumbralampe	4,114	37,100	0,1109
Lampe mit Sturzflasche	6,661	43,000	0,1549
Uhr Lampe (Carcel.)	7,347	42,000	0,1749
Hydrost Lampe (Thylor. Nr. 1)	7,910	51,143	0,1546
Dampflampe	9,603	151,000	0,0636
Gasflamme (Steinkohle)	9,331	136 Lit.	—
» (Oelgas)	9,331	38 »	—

Alle diese Bestimmungen dürfen nur als praktische, nicht als wissenschaftlich genaue betrachtet werden; doch beweisen sie den Vorthail der gutgebauten grössern Lampen im Vergleich mit den einfachen kleinen Flammen.

Cap. 3. Die Reflexion des Lichtes.

576. Zwei Arten der Zurückwerfung. — Das Licht erleidet, an der Trennungsfläche zweier Medien, gleich wie die strahlende Wärme zwei Arten der Zurückwerfung, eine regelmässige nach einer bestimmten Richtung und eine diffuse nach allen Seiten. Bei der Wärme bedurfte es zur Unterscheidung derselben empfindlicher thermometrischer Mittel, beim Lichte genügt die direkte Beobachtung. Man erkennt sofort folgende Unterschiede zwischen beiden Zurückwerfungen.

1) Die diffuse zeigt uns von allen Seiten her die Oberfläche des reflektirenden Körpers, die regelmässige oder Spiegelung nicht den reflektirenden, sondern den das Licht aussendenden Körper. Das Auge sieht nämlich einzig durch divergirende Lichtstrahlen und setzt einen Punkt an die Stelle, von der aus die Strahlen nach der Pupille divergiren.

2) Die Spiegelung ändert die Natur der Strahlen nicht, rothes Licht wird von einem Spiegel roth, blaues blau, weisses weiss reflektirt. Im Gegensatz hat die durch diffuses Licht gesehene Oberfläche eines jeden Körpers, auf gleiche Weise beleuchtet, ihre eigenthümliche Farbe; das Licht verändert sich also bei der diffusen Zurückwerfung,

was, wie später erläutert wird, auch wieder von einer auswählenden Absorption (546) herrührt.

3) Je ebener und glatter eine Fläche, desto mehr waltet die regelmässige, je matter desto mehr die diffuse Zurückwerfung vor. Bei glänzendem Glas und Flüssigkeitsflächen fehlt die Letztere beinahe ganz; bei Metallen hingegen, selbst bei guter Politur, niemals; daher bei Gold, Messing, Kupfer immer noch die eigenthümliche Farbe durchschimmert.

4) Die regelmässige Zurückwerfung ist am schwächsten senkrecht, am stärksten bei streifendem Einfallen; die unregelmässige, aus welcher Licht das der Beleuchtung besteht (573), am stärksten senkrecht. Oft findet man matte Glasplatten, die senkrecht betrachtet, die matte weissliche Oberfläche zeigen, ganz schief benutzt, bedeutend stark spiegeln.

Die Gesetze der diffusen Zurückwerfung sind, als von der Substanz bedingt, noch wenig bekannt; um so schärfer sind es die mehr unabhängigen der Spiegelung, welche die Grundlage der Catoptrik bilden.

577. Die Gesetze der Spiegelung. — Die regelmässige Zurückwerfung folgt zwei einfachen Gesetzen:

1) Der reflektirte Stral fällt in die Einfallsebene, nämlich (Fig. 332) in die durch den einfallenden Stral ab und das Loth bc gelegte, zur Oberfläche senkrechte Ebene;

2) der Reflexionswinkel cbd ist dem Einfallswinkel abc gleich.

Diese Gesetze lassen sich auf mancherlei Weise prüfen, indem man den Ort des Lichtpunktes, die getroffene Stelle des Spiegels und die Stelle des Auges beim Sehen des Lichtpunktes auf irgend eine Weise bestimmt. Man bedient sich z. B. einer Vorrichtung, die aus einem cylindrischen mit Theilung versehenen Halbkreise A besteht, in dessen Mitte ein kleiner Spiegel B mit einem Zeiger ab als Loth sich drehen lässt. Ein Sonnenstral fällt bei c durch eine Ritze auf den Spiegel und man sieht nun in dem beschatteten Raume durch Reflexion einen Punkt der Eintheilung beleuchtet, der vom Lothe b stets um so viel absteht, als dieses vom Lichtpunkte c .

Wohl die genaueste Prüfung war diejenige Herschels mit einer horizontalen Quecksilberfläche als Spiegel und einem Sterne als Lichtpunkt. Mit Hülfe eines mit Höhenkreis versehenen Fernrohres (Theodolith z. B.) A misst man vorerst die Depression α des im Spiegel gesehenen Sternes unter der Horizontalen, dann durch Drehen des Fernrohres die Elevation β des Sternes selbst über denselben. Beide werden genau gleich gefunden, was wegen des Parallelismus der Stralen ab und cd , die Gleichheit der vom einfallenden und reflektirten Strale mit dem Spiegel gebildeten Winkel nach sich zieht.

Aus den Reflexionsgesetzen erklären sich leicht die folgenden oft vorkommenden Sätze.

1) Aendern in der Einfallsebene Loth und Spiegel ihre Lage um einen Winkel α (Fig. 332), so ändert der reflektirte Stral seine Rich-

tung um 2α . Geht man also von dem senkrechten Einfallen aus und dreht den Spiegel um 45° und 90° , so bewegt sich der Stral um 90° und 180° .

2) Dreht sich bei unverändertem Strale (Fig. 333) die Einfallsebens abc um den Winkel β nach $ab'c$, so dreht sich die Senkrechte zum Strale bcd um β , das Einfallslot ct um $\beta \sin \epsilon$, wo ϵ der Einfallswinkel ist, und der reflektirte Stral um $\beta \sin 2\epsilon$.

578. Bilder ebener Spiegel. — Wie leicht ersichtlich, werden von einem ebenen Spiegel parallele, convergirende oder divergirende Stralen auch parallel, convergirend und divergirend zurückgeworfen, und zwar ändert sich der Winkel der Convergenz oder Divergenz nicht, da in den Dreiecken abc , $a'bc$ (Fig. 334) dieser Winkel die Ergänzung gleicher Winkel zu 180° ist.

Daraus folgt denn, dass alle von einem Lichtpunkte a ausgehenden Stralen, nach der Reflexion von einem Punkte a' herzukommen scheinen, der auf der Senkrechten des Lichtpunktes ebenso weit hinter dem Spiegel liegt, als dieser vor demselben. Das Auge erhält die Stralen als kämen sie von a' , und sieht in a' ein scheinbares Bild des Lichtpunktes. Verschiedene Beobachter sehen das Bild am gleichen Orte des Raumes, aber durch verschiedene Stellen des Spiegels.

Wie die Konstruktion des Bildes der einzelnen Punkte eines Gegenstandes ergibt, wirft ein ebener Spiegel alle demselben parallelen Dimensionen unverändert zurück, ein verticaler Spiegel z. B. das oben auch wieder oben, das unten, unten; alle senkrechten hingegen werden umgekehrt. Deshalb erscheint unsere rechte Hand im Spiegel als linke und der Kupferstecher, um durch Abdruck eine richtige Darstellung zu erhalten, muss nicht den Gegenstand, sondern ein Spiegelbild desselben copiren.

Was die Eigenschaften des Bildes betrifft (570), so ist dasselbe 1) scheinbar; 2) geradestehend, wenn dem Spiegel parallel; 3) wegen gleicher Entfernung vom Spiegel gleich gross; 4) wegen Lichtverlustes bei der Reflexion schwächer als der Gegenstand, endlich 5) vollkommen scharf, da jeder Punkt genau als Punkt erscheint.

579. Mehrfache Reflexionen. — Sind mehrere spiegelnde Flächen da, so kann durch wiederholte Reflexion eine Reihe von Bildern entstehen.

1) Blickt man schief in einen dicken belegten Glasspiegel, der an seiner vordern Seite A (Fig. 335) nur schwach, an seiner Rückfläche B stark zurückwirft, so sieht man von einem Lichtpunkt C z. B. eine ganze Reihe von Bildern C' , C'' ..., alle auf der Senkrechten in gleicher Entfernung hintereinandergeordnet und vom zweiten, stärksten an an Lichtstärke immer abnehmend. Diese Bilder entstehen, das erste C' aus einer schwachen Reflexion an der ersten Glasfläche A , das zweite C'' aus einer starken an der Belegung B , das dritte C''' aus zwei starken und einer schwachen, das vierte C'''' aus drei starken und zwei schwachen u. s. f.

Sei y die Entfernung des Lichtpunktes von der vordern Fläche A , d die Spiegeldicke, k, k' der Bruchtheil des Lichtes, welches schwach an der Vorderfläche A , und stark an der Rückfläche B reflektirt wird, so findet man für die Entfernung der Bilder vom Lichtpunkte und ihre Helligkeit:

Bilder.	Entfernung.	Lichtstärke.
Lichtpunkt	0	1
Erstes Bild	$2y$	k
Zweites »	$2y + 2d$	$(1 - k)^2 k'$
Drittes »	$2y + 4d$	$(1 - k)^2 k k'^2$
Viertes »	$2y + 6d$	$(1 - k)^2 k^2 k'^3$
Bild: n	$2y + 2(n - 1)d$	$(1 - k)^2 k^{n-2} k'^{n-1}$

2) Zwischen zwei unter einem Winkel φ geneigten Spiegeln befinde sich der Lichtpunkt a (Fig. 336) und zwar, der Einfachheit willen, in der Mitte des Winkels. Die Reflexion der Strahlen je von einem Spiegel zum andern entwickelt zu beiden Seiten eine Reihe von Bildern, welche alle auf einem Kreise liegen, dessen Centrum sich im Scheitel des Winkels der Spiegel befindet und deren Lichtstärke, in Folge der Wiederholung der Reflexionen, vom Lichtpunkte nach dem entgegengesetzten Punkte, mehr und mehr abnimmt. Durch successive Construction der Bilder findet man leicht, dass die Winkelentfernung der Bilder verschiedener Ordnung vom Lichtpunkte die folgenden sind.

	Reflexionen.		Winkel.	Lichtstärke.
Lichtpunkt			0	1
Erstes Bild	A	B	$\pm \varphi$	k
Zweites »	A, B	B, A	$\pm 2\varphi$	k^2
Drittes »	A, B, A	B, A, B	$\pm 3\varphi$	k^3
Viertes »	A, B, A, B	B, A, B, A	$\pm 4\varphi$	k^4

In je einem Winkel φ liegt also Ein Bild und die Zahl derselben ohne Objekt wird sein

$$m = \frac{360}{\varphi} - 1$$

580. Catoptrische Messungsmittel. — Wegen seiner mathematischen Schärfe findet das Gesetz der Reflexion ebener Spiegel bei mehreren physicalischen Messungsmethoden seine Anwendung, worunter die folgenden die wichtigsten sind:

1) Die Spiegelablesung ist wohl das genaueste Beobachtungsmittel, wenn die Bestimmung auf die Messung eines kleinen Drehungswinkels zurückgeführt werden kann. Um z. B. die kleine Richtungsänderung einer horizontal schwebenden Magnethadel A zu finden, wird mit ihr, dem Faden der Aufhängung parallel ein kleiner Spiegel a (Fig. 337) (aus recht ebenem Glase) verbunden. In der ausgemessenen Entfernung D wird ein Fernrohr B aufgestellt, unter welchem senkrecht zu D eine Theilung E sich befindet, deren Nullpunkt der Fernrohraxe entspricht. Ist das Fernrohr so aufgestellt, dass das Spiegelbild des Nullpunktes hinter dessen Faden erscheint, so steht seine Axe senkrecht zum Spiegel. Bei der kleinsten Drehung des Spiegels um den Winkel α , erscheint im Fernrohr ein anderer Theilstrich m (in Millim.

z. B.), dessen Lichtstral mit D den Winkel 2α (577) bildet. Man erhält also

$$\operatorname{tg} 2\alpha = \frac{m}{D}$$

2) Die Sextantenmessung. Der Sextant, zur Bestimmung des Richtungswinkels nach zwei auseinanderliegenden Objekten, besteht aus einem kleinen Fernrohr A (Fig. 338), das auf den festen Spiegel B und durch dessen obere unbelegte Hälfte auf das eine Objekt E gerichtet wird. Ein zweiter Spiegel C, im Centrum eines getheilten Bogens D und an dem beweglichen mit Nonius versehenen Radius desselben befestigt, ist dem ersten parallel, wenn der Radius auf 0 weist, d. h. das durch zweimalige Reflexion an C und B erhaltene Bild von E fällt mit E selbst zusammen. Dreht man den Spiegel C um den Winkel β bis ein Gegenstand F mit E zusammenfällt, so ist der gesuchte Winkel (377) $\alpha = 2\beta$ und wird auf der Theilung, welche die verdoppelten Winkel angibt, direkt abgelesen.

3) Die goniometrische Messung dient bei Bestimmung der Kantenwinkel von Glasprismen, Krystallen u. s. f. Man stelle z. B. das Prisma A (Fig. 339) senkrecht auf die Mitte des horizontalen Kreises B, in Verbindung mit der Alhidade, welche den Nonius trägt. Man visirt nun mittelst eines festaufgestellten Fernrohres C auf das Spiegelbild einer entfernten verticalen Linie (Blitzableiterstange, Hauskante u. s. f.) und dreht nun Prisma und Alhidade um den Winkel α in eine zweite Stellung A', so dass das Spiegelbild des nämlichen Objektes nun auf der zweiten Fläche an gleicher Stelle erscheint. Wie leicht zu ersehen, ist dann der Winkel des Prisma's $180^\circ - \alpha$.

Bei allen diesen Messungen kömmt es natürlich darauf an, dass die spiegelnde Fläche der Drehungsaxe vollkommen parallel und die Einfallsebene ihr genau senkrecht sei.

581. Der Heliostat. — Zu gewöhnlichen optischen Versuchen leitet man den Sonnenstral mittelst eines einfachen Lichtträgers in das verfinsterte Zimmer. Vor der Oeffnung des Fensterladens A (Fig. 340) befindet sich ein ebener, sei es belegter, sei es schwarzer undurchsichtiger Spiegel B, dem man 1) eine Azimuthalbewegung um die Axe a b der Oeffnung, 2) eine Neigungsbewegung gegen diese Axe geben kann. Mit Hülfe dieser zwei Bewegungen lässt sich der Spiegel immer so stellen, dass der reflektirte Sonnenstral der Axe der Oeffnung folgt; allein mit der Bewegung der Sonne am Himmel ändert sich auch die Richtung des Strales im Zimmer und verlangt daher eine beständige, stets unsichere Umstellung des Spiegels.

Bei genauen Versuchen, in denen der Stral längere Zeit eine constante Richtung bewahren soll, wendet man Heliostaten an, welche die Lage des Spiegels mittelst Uhrwerk der Sonne gemäss verändern. Namentlich sind die folgenden drei Einrichtungen in Anwendung gekommen.

1) Der Heliostat von Fahrenheit, später von Fraunhofer benutzt, hat zwei Spiegel. Der eine A (Fig. 341) dreht sich

mit der Sonne in 24 Stunden um die Weltaxe P und ist so geneigt, dass er den Sonnenstral S stets nach der Weltaxe P wirft. Diess ist der Fall, wenn sein Loth L oder b d die für jeden Tag bekannte Poldistanz φ der Sonne halbirt oder der Spiegel mit der Weltaxe den Winkel

$$\alpha = 90^\circ - \frac{\varphi}{2} = 45^\circ + \frac{\delta}{2}$$

bildet, wo $\delta = 90^\circ - \varphi$ die Declination der Sonne ist. Ein zweiter Spiegel B wirft dann den Stral nach der gewollten constanten Richtung c e oder R.

Wegen der Schwächung, welche das Licht bei zweimaliger Reflexion erleidet, ist man von der Fahrenheit'schen Einrichtung abgegangen und hat einen einzigen Spiegel angewandt, dessen Loth eine solche Bewegung erhalten muss, dass es 1) stets in der Ebene durch den festen reflektirten Stral R und den, eine conische Fläche um die Weltaxe P beschreibenden Sonnenstral S liegt, und 2) den veränderlichen Winkel dieser zwei Richtungen beständig halbirt.

2) Am einfachsten hat August die Aufgabe mittelst eines Metallspiegels A (Fig. 342) gelöst, welcher der Weltaxe P parallel mit einfacher Drehung begabt wird. Da das Einfallslot L alsdann in der Aequatorebene bleibt, so werden der einfallende und reflektirte Stral S und R beiderseits um den gleichen Winkel δ der Declination gegen diese Ebene geneigt sein. Rückt also S nach S' um den kleinern Winkel β vor, so rückt das Loth L in der Aequatorebene nach L' um einen Winkel δ , der offenbar $\frac{1}{2} \beta$ sein wird. Das Loth hat also die richtige Bewegung, wenn das Uhrwerk den Spiegel statt in 24 in 48 Stunden herumdreht. Gruel hat das Instrument zur Benutzung mit einer gewöhnlichen Taschenuhr eingerichtet, indem die 12stündige Bewegung des Stundenzeigers durch leichte Zahnräder auf das 4fache verlangsamt wird. Der Uebelstand des Instrumentes liegt in der Beschränktheit der Richtungen, welche man dem reflektirten Strale geben kann, da diese Richtung stets um die Poldistanz φ gegen die Weltaxe P geneigt sein wird.

3) Unter den Heliostaten mit Einem Spiegel und zusammengesetzter Bewegung ist der Silbermann'sche der gebräuchlichste. Man denke sich zwei Axen A und B (Fig. 343), von denen die eine A, um die Poldistanz φ der Sonne gegen die Weltaxe P geneigt, die Richtung des einfallenden Strales S darstellt und durch ein Uhrwerk sich mit ihr herumdreht, die andere B aber fest nach der Richtung des reflektirten Strales R eingestellt bleibt. Das Einfallslot soll nun stets in der Ebene dieser beiden Axen bleiben und ihren Winkel beständig halbiren. Diese Bedingungen erfüllt man 1) wenn A und B sich mittelst gleicher Gabeln a, b in einer zu ihrer Ebene senkrechten Linie c c' vereinigen, an welcher parallel der Spiegel befestigt ist; 2) indem man die am Spiegel senkrecht befestigte Coulissee c d, die dem Lothe folgt, durch zwei gleiche bewegliche Stäbe e und f einstellt. Der getheilte Bogen e dient zur Einstellung der Uhraxe nach der Weltaxe P, der zweite D zur Feststellung des reflektirten Strales R

gegen die Weltaxe P, der dritte E, mit der Sonne sich drehend, zur Einstellung auf die Poldistanz oder Declination der Sonne.

582. Stärke der Reflexion. — Das Verhältniss des gespiegelten zum ursprünglichen Lichte hängt ab:

1) Von dem Grade der Politur. Rauhe Flächen werfen schon wegen der ungleichen Lage der Oberfläche der Unebenheiten Stralen nach allen Seiten, die mit den diffusen sich mischen. Quecksilber und andere Flüssigkeiten bilden in dieser Beziehung die vollkommensten Spiegel, die keine künstliche Politur erreicht.

2) Die Substanz des Spiegels. Durchsichtige Medien wirken im Allgemeinen schwach, lassen das meiste Licht durch. Brewster hält sich z. B. an folgende Reflexions-Coeffizienten bei senkrecht einfallendem Licht:

Wasser	0,0200	$(\frac{1}{50})$	Crownglas	0,0455—0,0419	$(\frac{1}{22} - \frac{1}{24})$
Tafelglas	0,0400—0,039	$(\frac{1}{25} - \frac{1}{26})$	Flintglas	0,0909—0,0526	$(\frac{1}{11} - \frac{1}{19})$

Weit stärker ist die Reflexion der undurchsichtigen polirten Metalle, nämlich

Quecksilber	0,600—0,700	$(\frac{3}{4})$;	Spiegelmetall	0,600	$(\frac{3}{5})$
-------------	-------------	-------------------	---------------	-------	-----------------

Das letztere ist eine Erzsorte, gebildet z. B. aus

Kupfer	64,	Zinn	29,	Arsenik	0
»	32,	»	25,	»	1

3) Die Richtung der Stralen. Auf ein theoretisches Gesetz hierüber werden wir später kommen. Auf dem Wege der photometrischen Messung, die indess manchen Unsicherheiten unterliegt, erhielt Brewster die folgenden Werthe des Coefficienten

Einfallswinkel ϵ	Coefficient k		
	Wasser.	Gew. Glas.	Spiegelglas.
00	0,018	0,043	0,025
30	0,019	0,044	0,087
50	0,034	0,061	0,157
70	0,145	0,162	0,222
80	0,333	0,391	0,412
85	0,503	0,666	0,543
88	0,639	0,819	0,600

Die Zunahme, bis 30° sehr langsam, wächst bei jeder Suhstanz in eigenthümlicher Weise immer rascher, und erreicht, ja übertrifft die Reflexion der Metalle. Bei letztern hingegen findet keine solche Zunahme durch die Schiefe der Stralen statt.

Cap. 4. Reflexion von gekrümmten Flächen.

583. Grundvorstellungen. — Bei der Reflexion an gekrümmten Flächen hat man an jeder Stelle das Flächenelement (der Tangentialebene) als spiegelnde Fläche, die Normale als Einfallslot zu betrachten. Geht man an einer concaven Fläche von einer Stelle zur andern, so convergiren die Normalen; an einer convexen divergiren sie.

Da die Richtungsänderung der reflektirten Stralen stets die doppelte der Richtungsänderung der Lothe (577) ist und in dem gleichen Sinne erfolgt, so wird paralleles Licht am concaven Spiegel convergiren, am convexen divergierend zurückgeworfen. Ueberhaupt treibt der eine Spiegel die Stralen zur Annäherung, heisst daher Sammel-, der andere zur Entfernung, heisst Zerstreuungsspiegel.

Construirt man für einen gekrümmten Rotationsspiegel, gemäss den Reflexionsgesetzen, die zu einer Reihe einfallenden gehörenden reflektirten Stralen, so werden die in einer Meridianebene liegenden sich folgeweise, sei es direkt, sei es verlängert, schneiden. Die auf einanderfolgenden Durchschnittspunkte bilden im Meridianschnitt eine Curve, im Raum eine Rotationsfläche, welche ihrer stärkern Beleuchtung wegen Brennnlinie oder Brennfläche (caustische Linien und Flächen) genannt werden. Oft scheiden sie einen innern hellern von einem äussern schwächern Raum.

Vereinigungspunkte, Brennpunkte sind Stellen, wo viele reflektirten Stralen entweder genau oder sehr nahe zusammentreffen und besondere Helligkeit erzeugen. Für paralleles Licht zeigt die Parabel einen vollkommenen Brennpunkt, für aus dem einen Brennpunkte divergirendes die Ellipse.

584. Reflexion von einer Kugelfläche. — Der einfachern Herstellung zu liebe, gibt man den gewöhnlichen gekrümmten Spiegeln die Gestalt einer Kugelfläche. Fallen auf eine concave oder convexe Halbkugel A (Fig. 344), der Axe oder Mittellinie parallele Stralen, so entsteht in der Meridianebene eine caustische Linie, die im ersten Fall eine wirkliche, im zweiten eine aus der Verlängerung der Stralen entstandene scheinbare ist. Die Curve beginnt in a am Rande des Spiegels, entfernt sich immer mehr vom Kreise und tritt auf der Axe in einem hellsten Brennpunkte b hervor. In diesem Punkte vereinigen sich die Centralstralen, während die Randstralen den äussern Theil der Curve bilden.

Fallen zwei naheliegende Stralen auf zwei Punkte des Kreises, die in c um den kleinen Winkel $\delta\gamma$ auseinander liegen, so bilden die reflektirten Stralen an der Brennnlinie den Winkel $\delta\varepsilon = 2\delta\gamma$ (577). Der kleine Bogen δs wird aus den beiden Dreiecken, die $\delta\varepsilon$ und $\delta\gamma$ enthalten, bestimmt, gleich sein mit

$$\delta s = r \cdot \gamma = z \cdot \frac{\delta\varepsilon}{\cos\gamma}$$

wo $z = cd$. daraus, da $r \cos\gamma = x$ die vom Centrum gezählte Abscisse von c ist

$$x = 2z$$

Die Linie cd ist also immer die Hälfte von ec; desshalb auch der Brennpunkt b die Mitte des Radius.

Man beweist durch höhere Rechnung, dass die Brennnlinie eine Epicykel ist, entstanden aus dem Rollen eines Kreises B vom Radius $\frac{1}{4}r$ auf einem mit dem Spiegel concentrischen Kreise vom Radius $\frac{1}{2}r$ und zwar von a' nach b um ein Rollen von einer halben Peripherie.

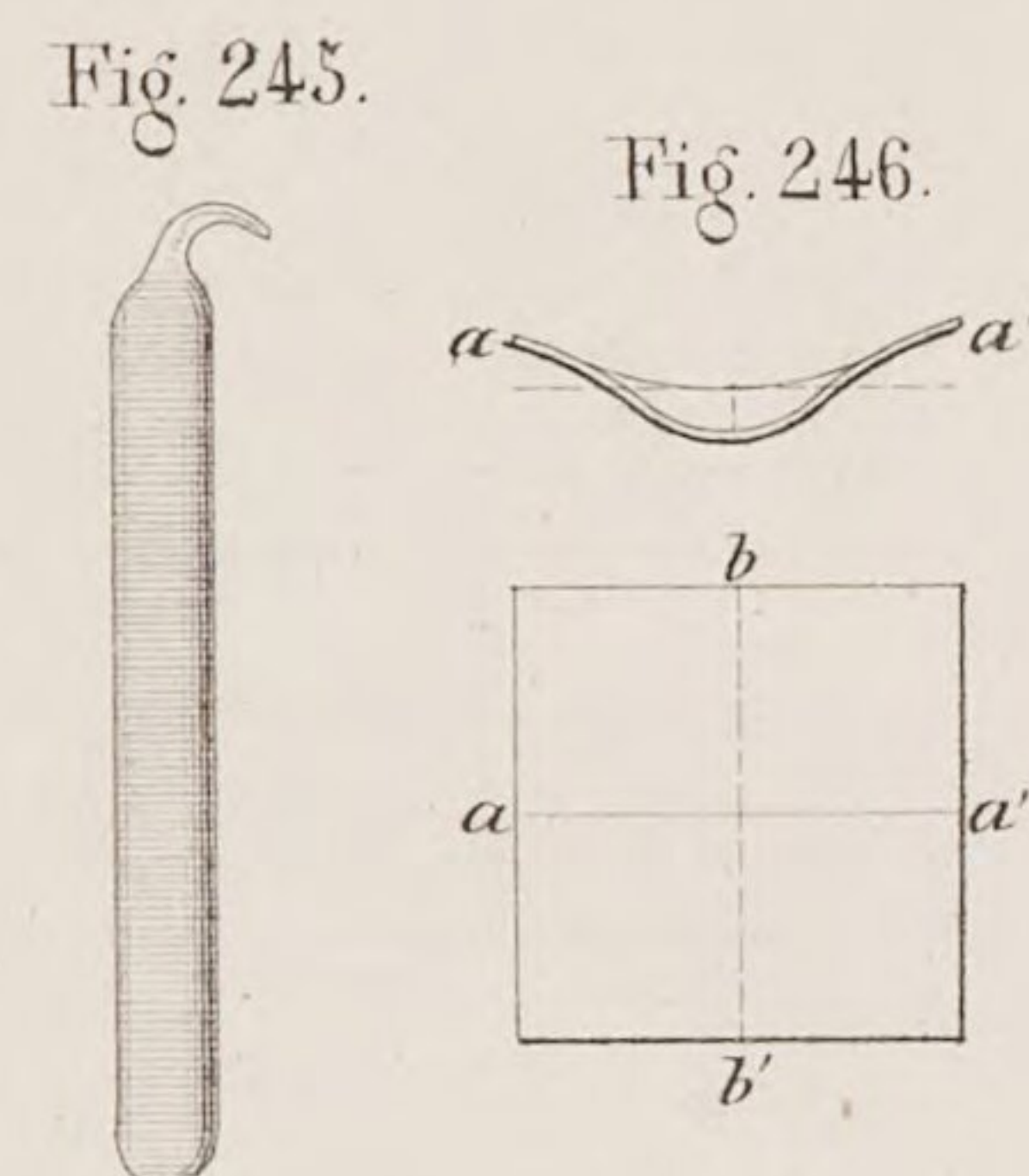
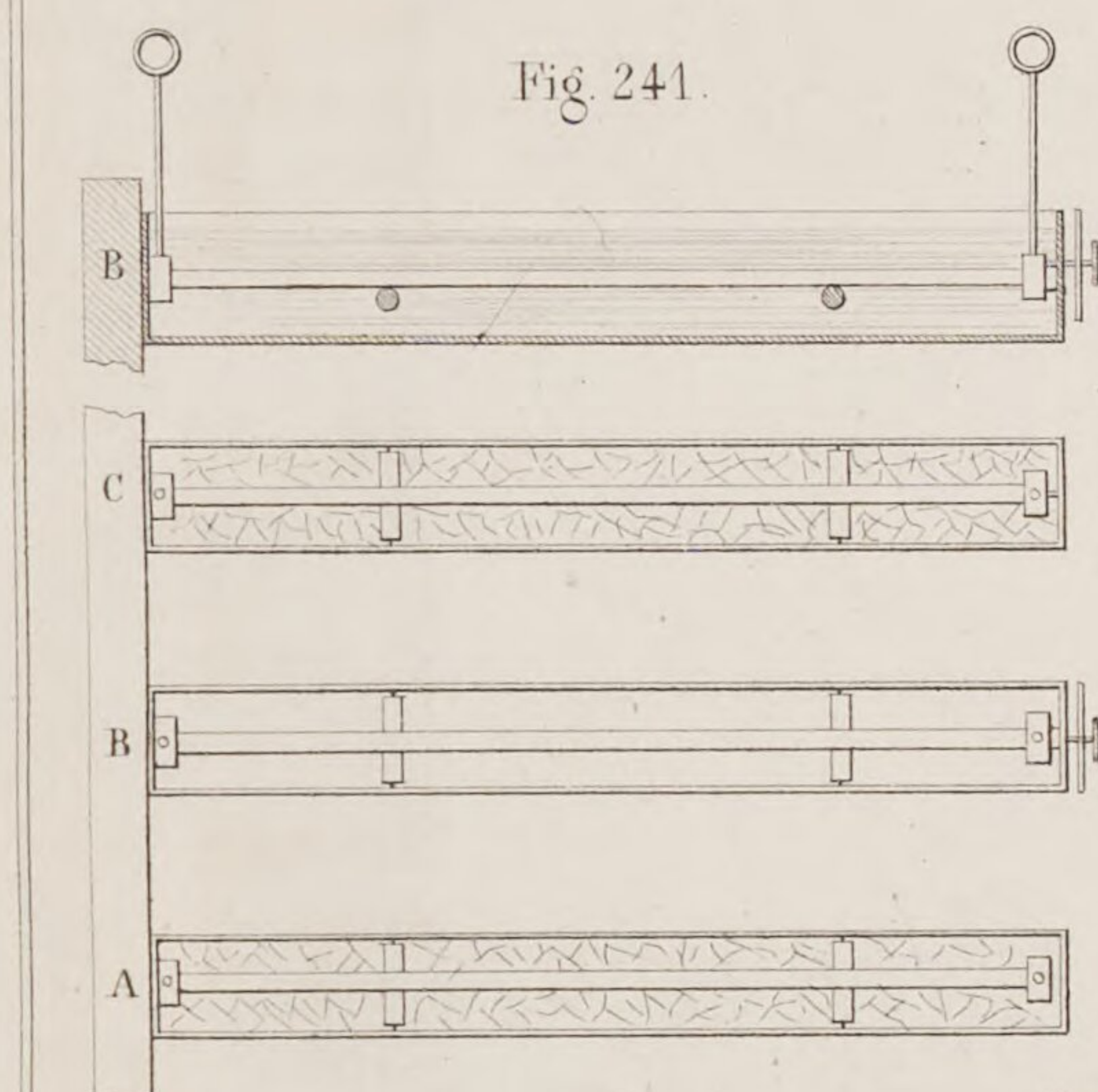
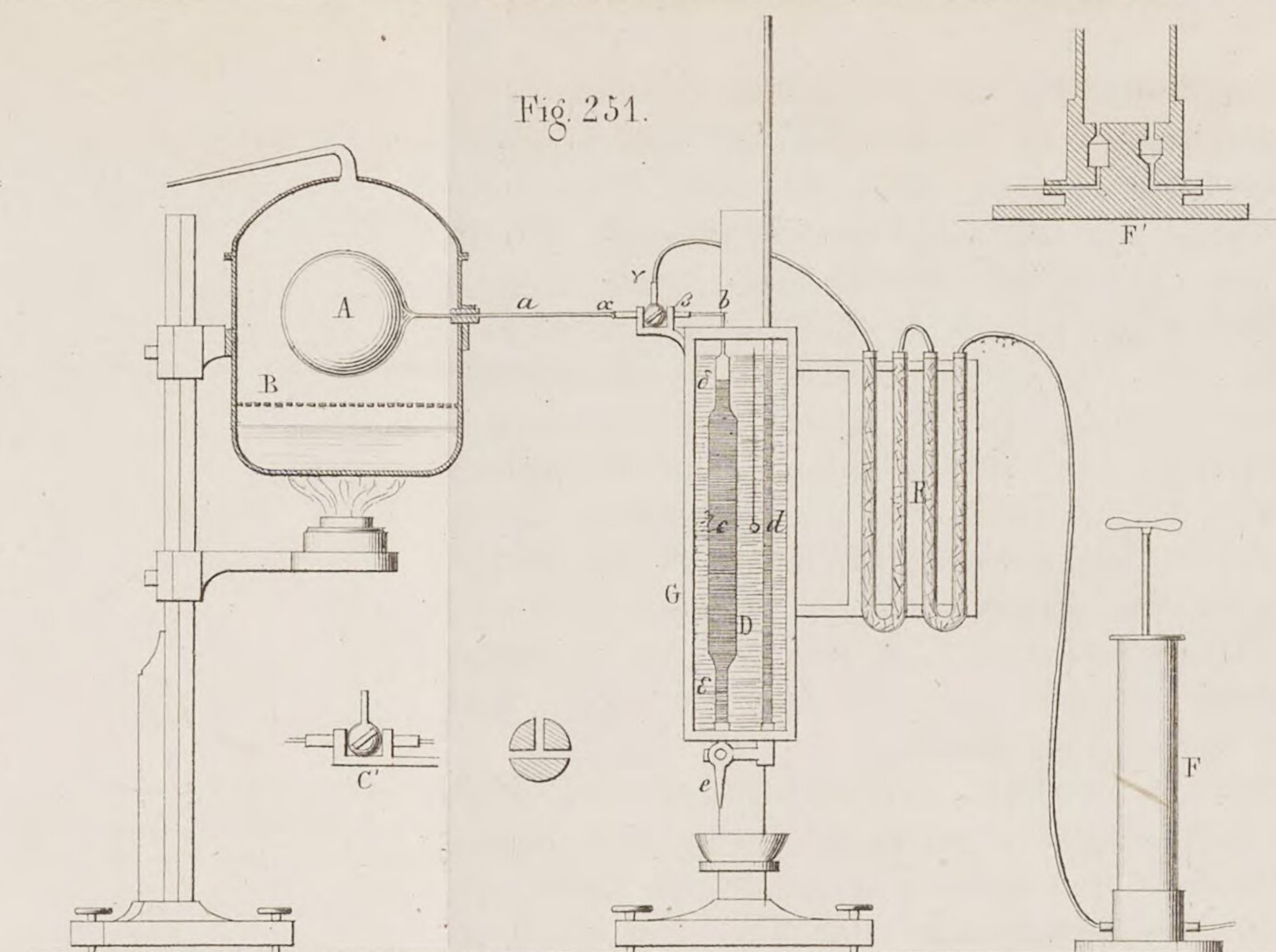
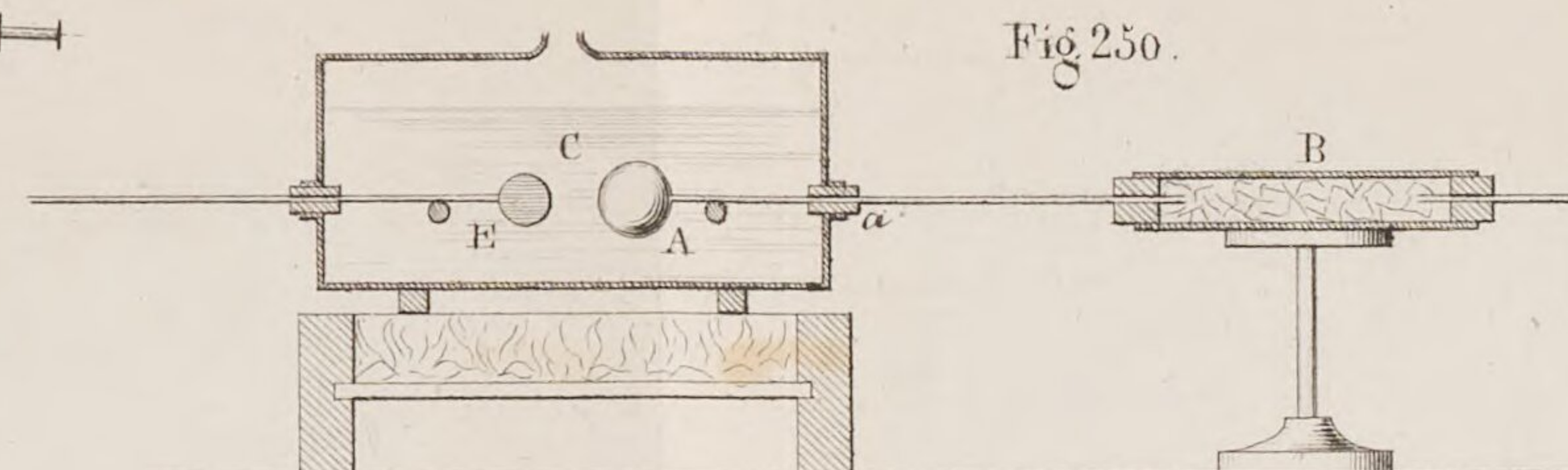
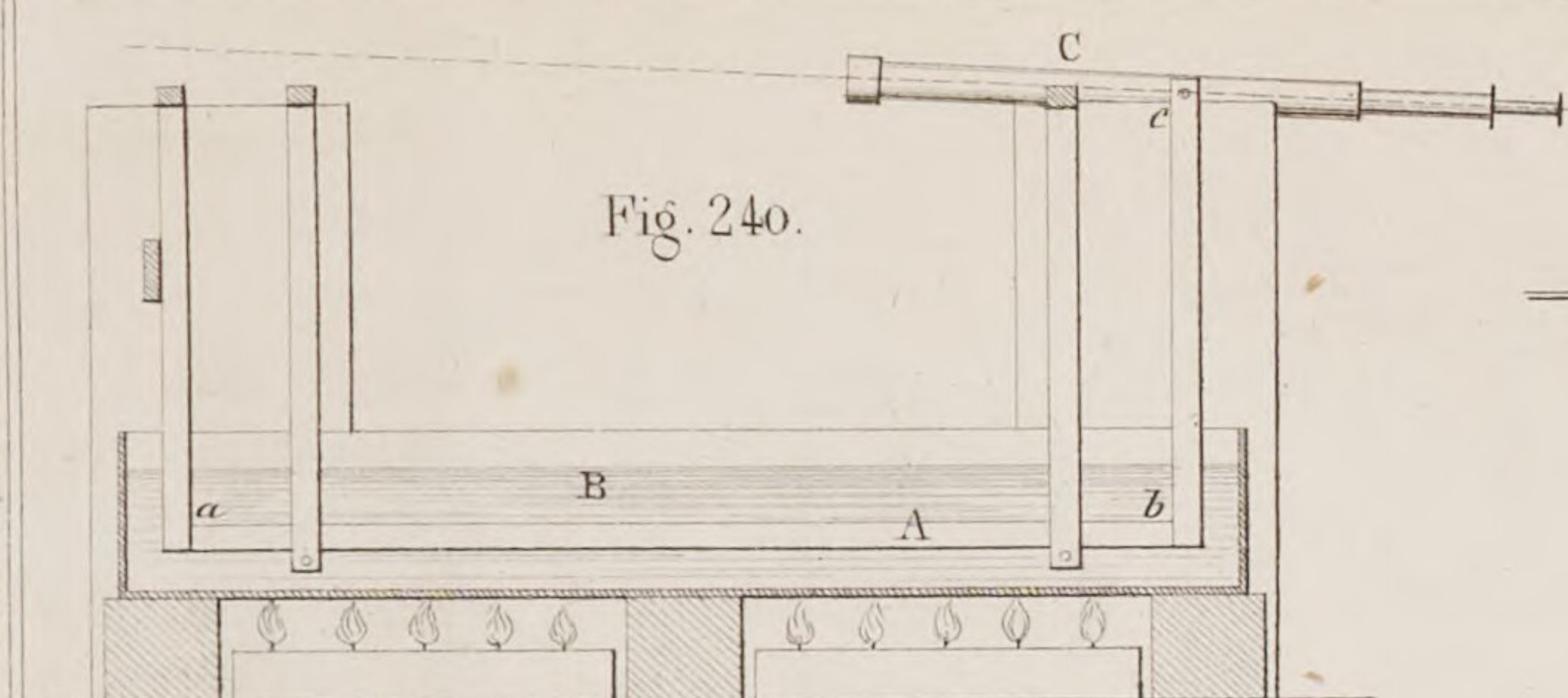


Fig. 246.

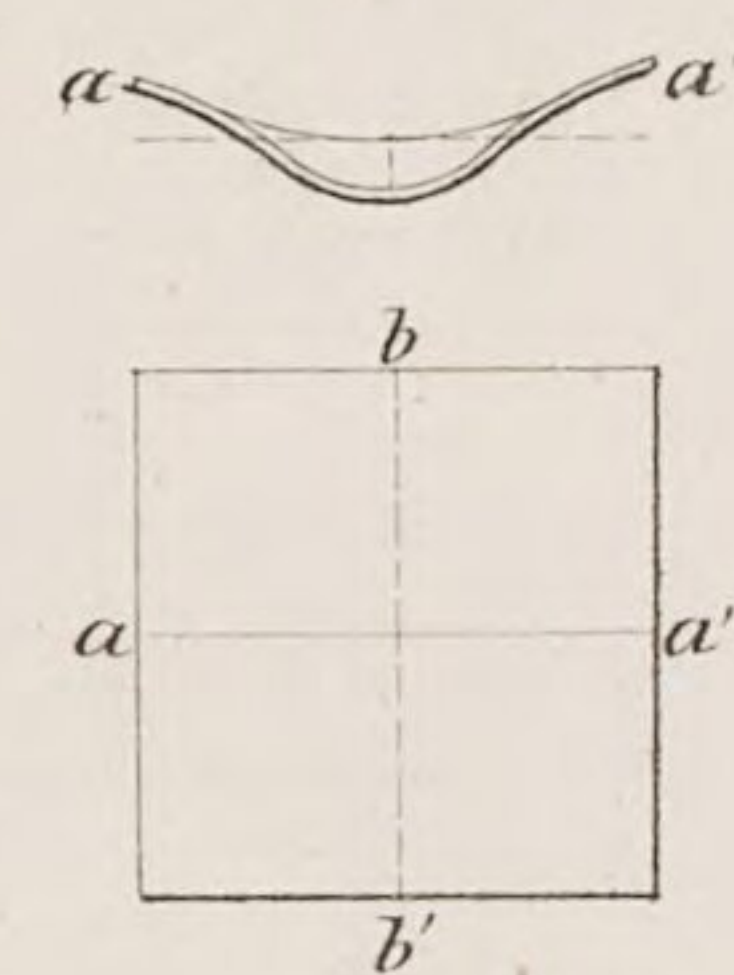


Fig. 244.

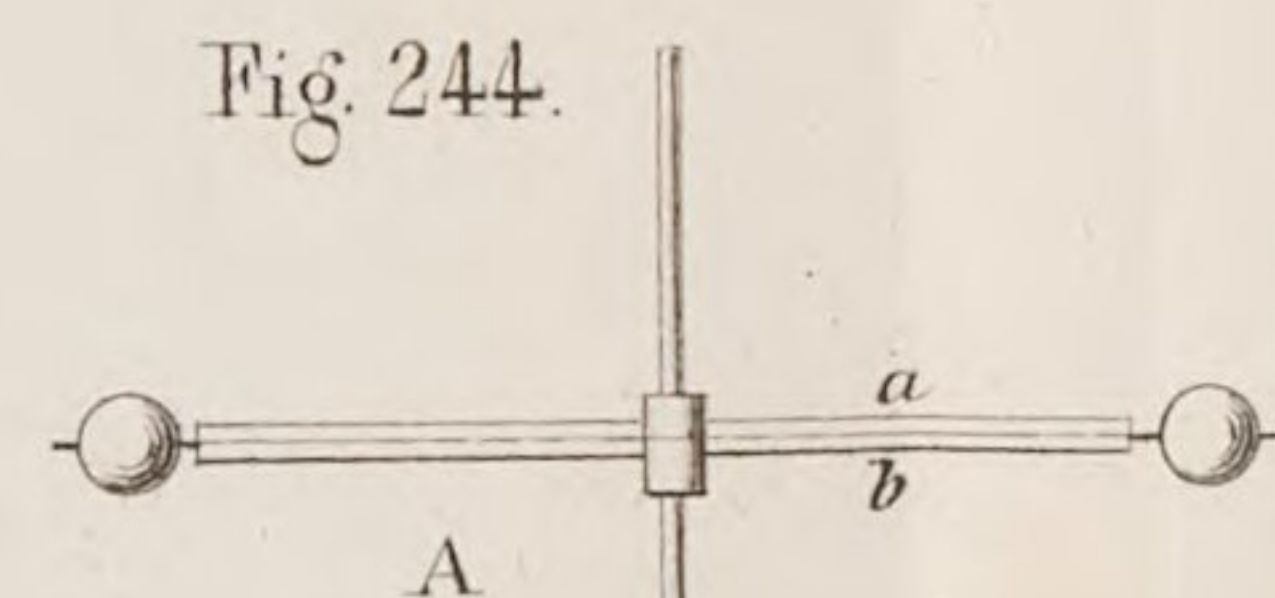


Fig. 252.

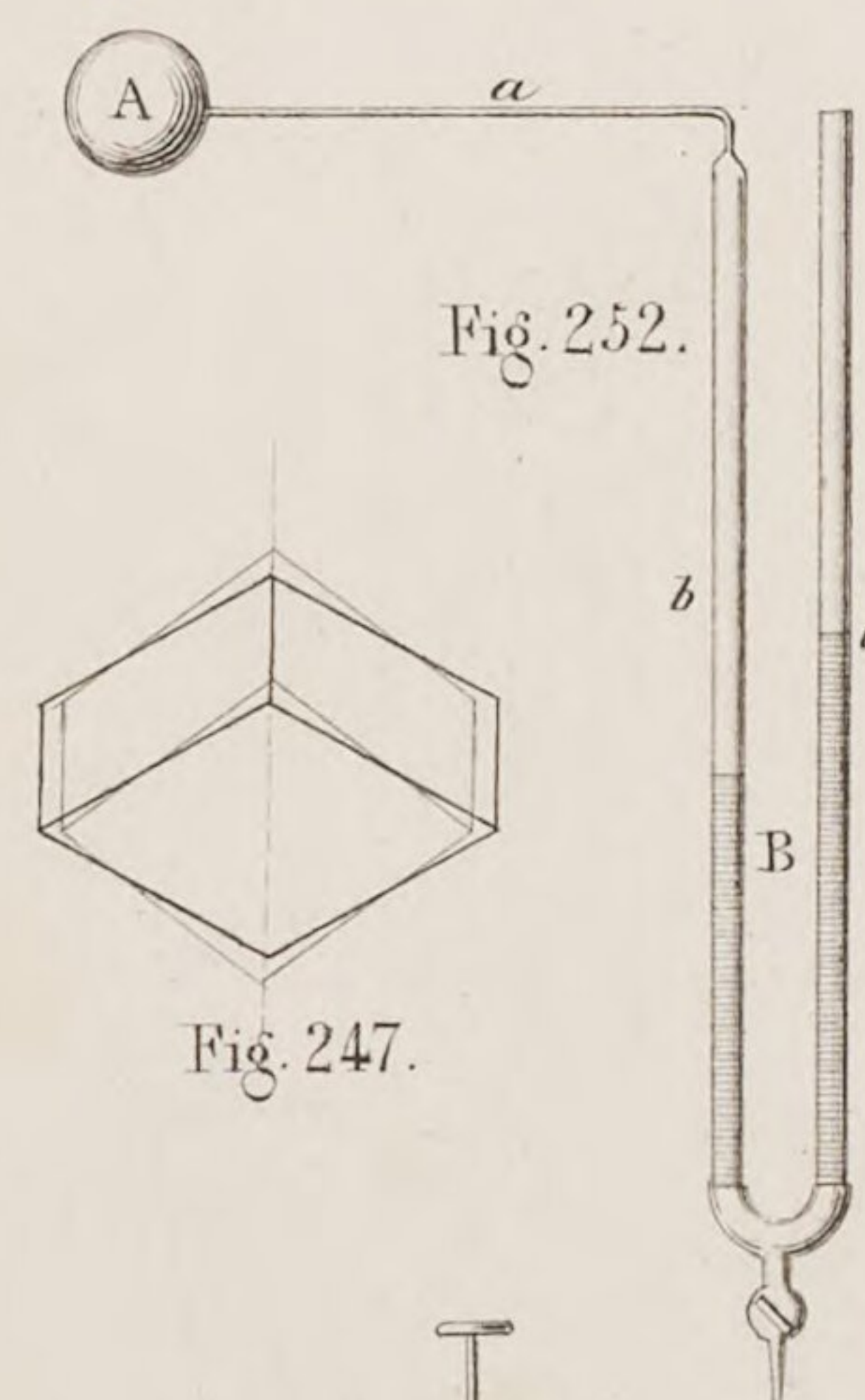


Fig. 247.

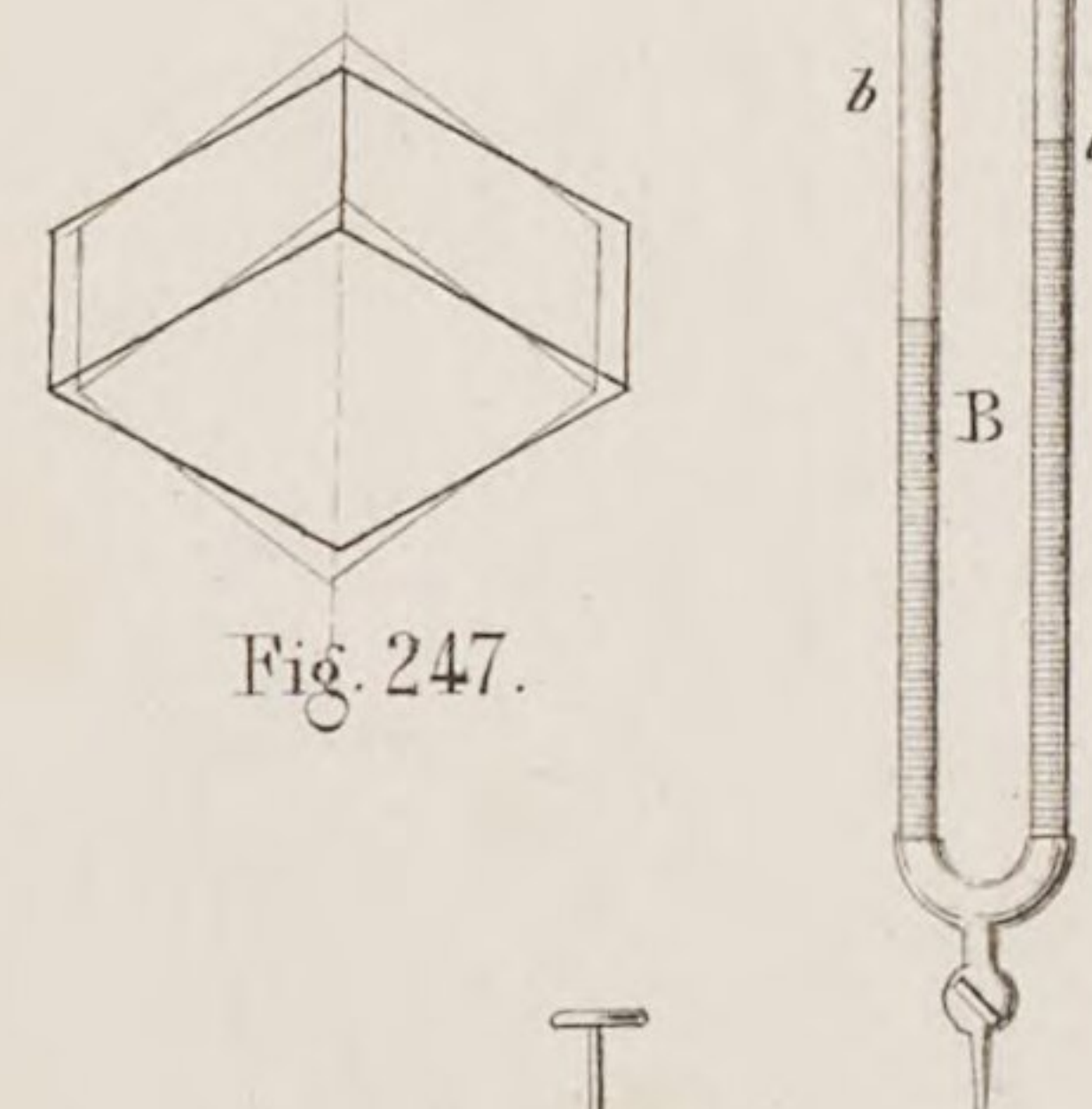


Fig. 254.

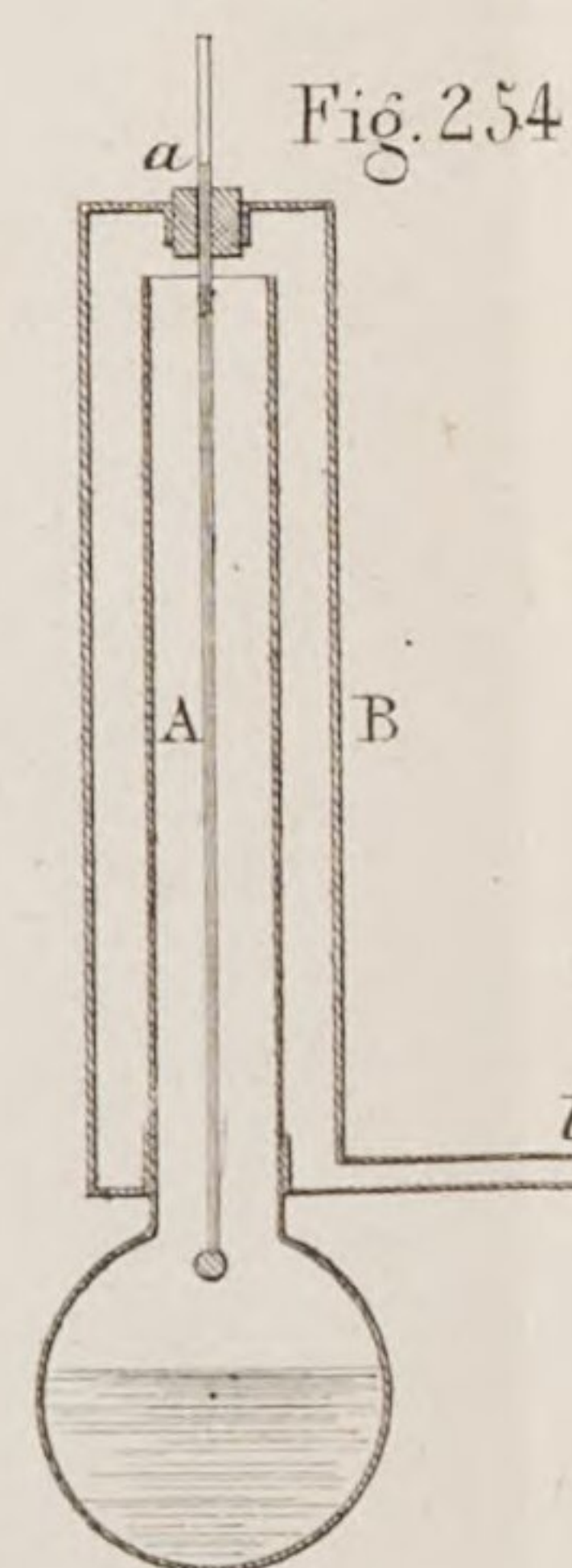


Fig. 255.

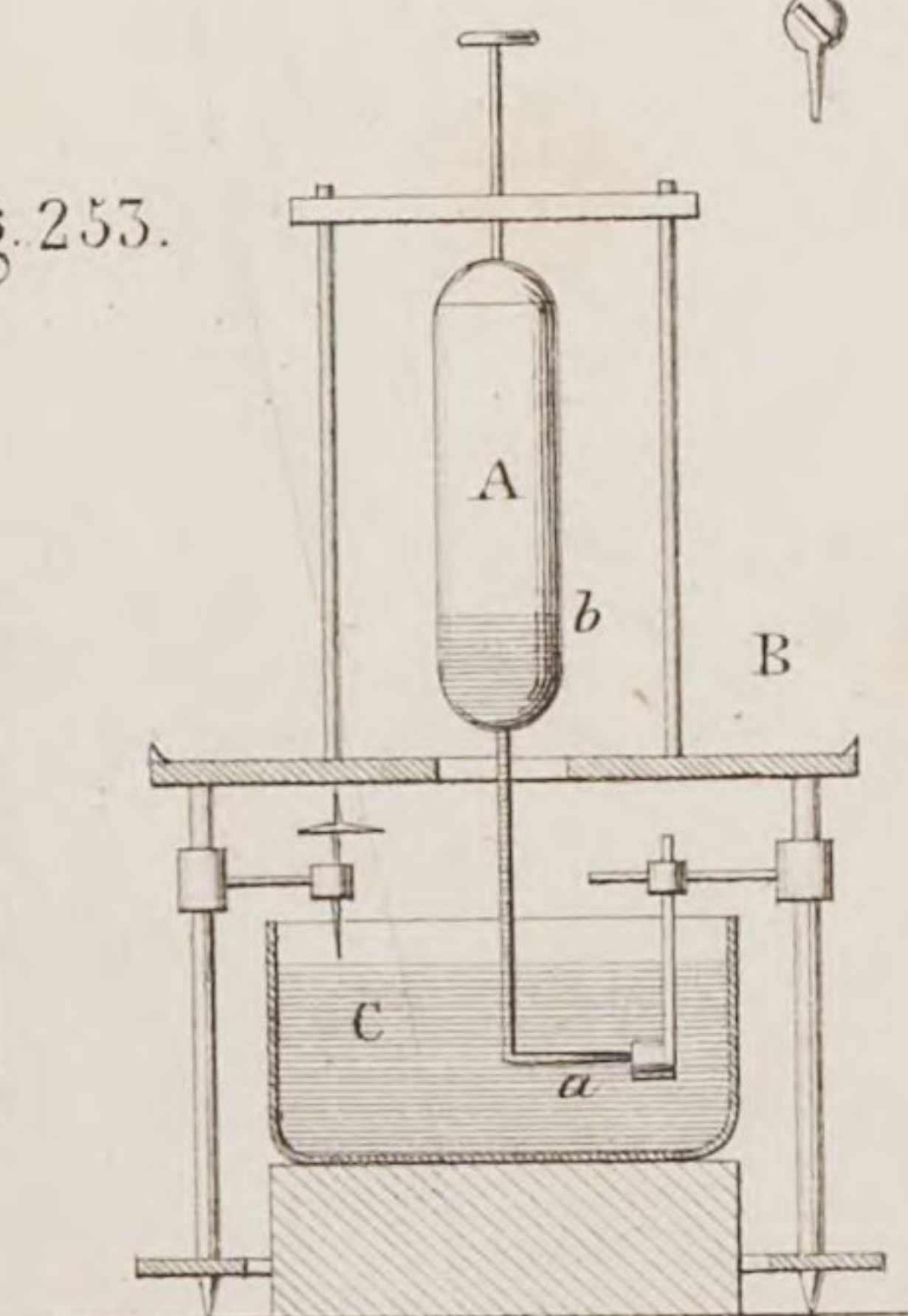


Fig. 255.



Fig. 256.

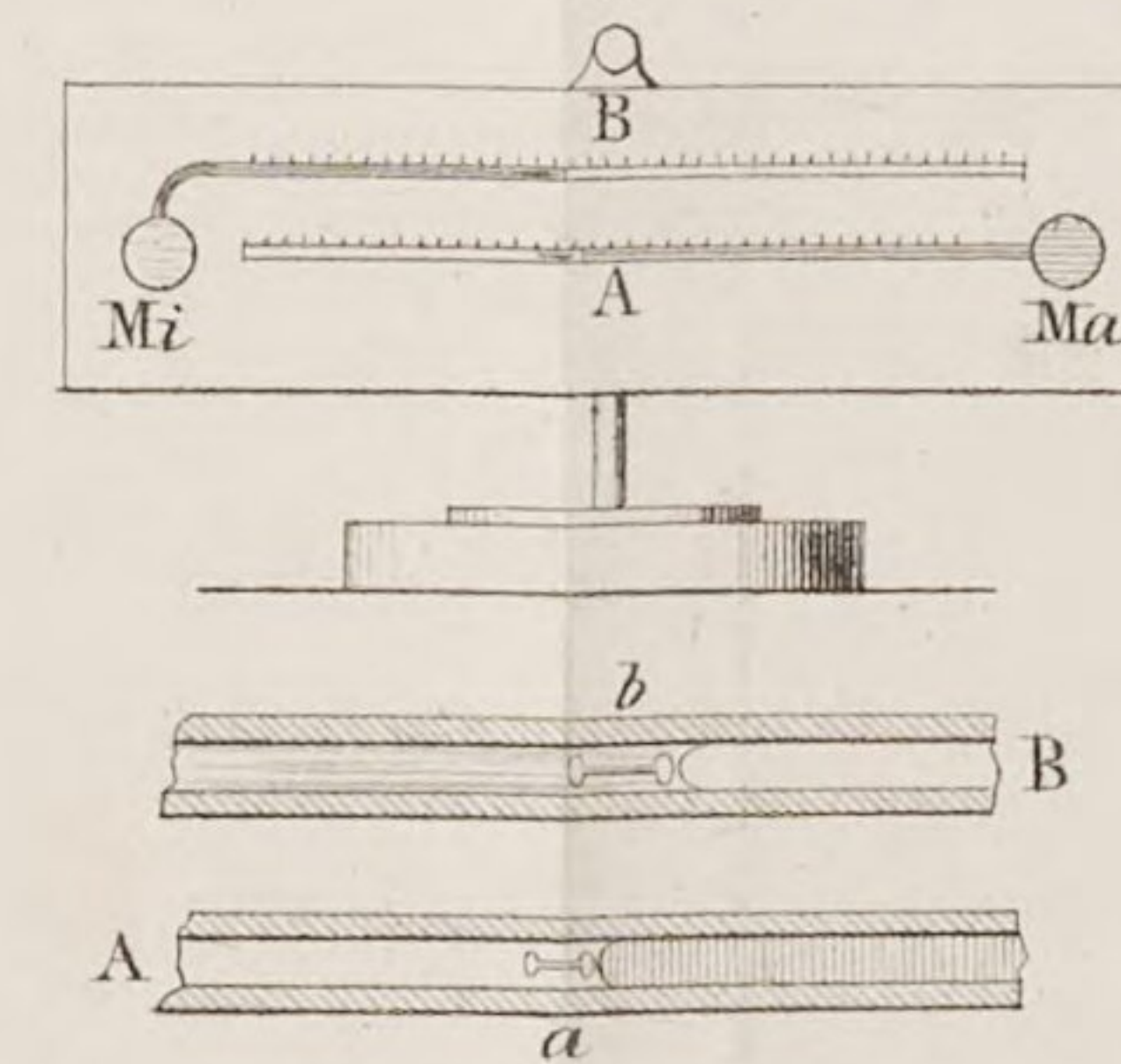


Fig. 257.



Fig. 258.

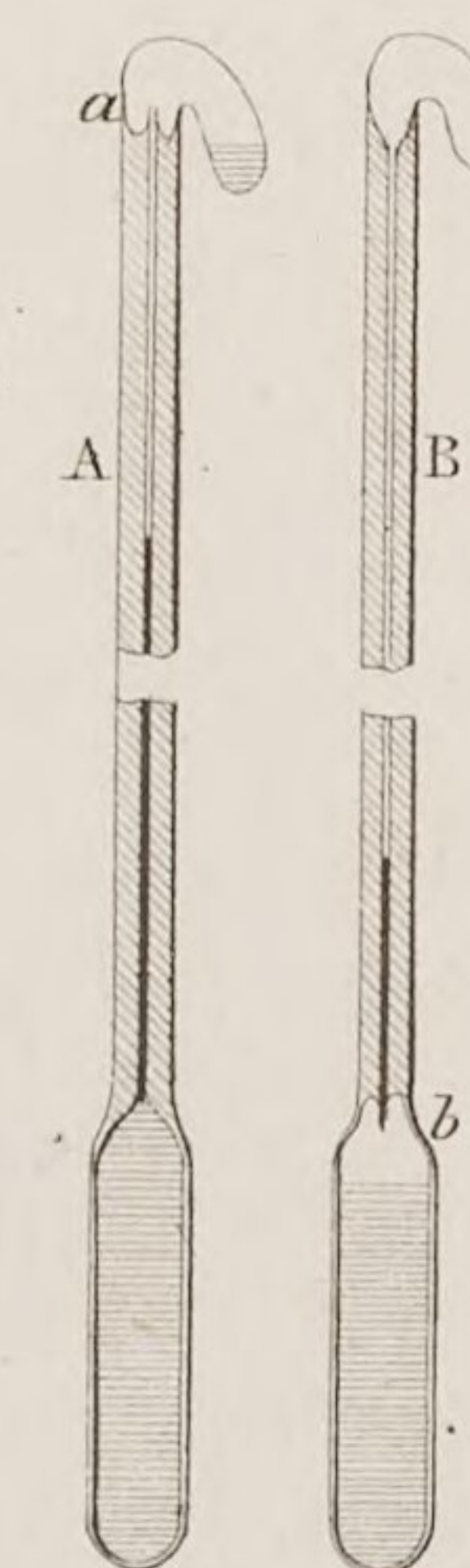


Fig. 259.

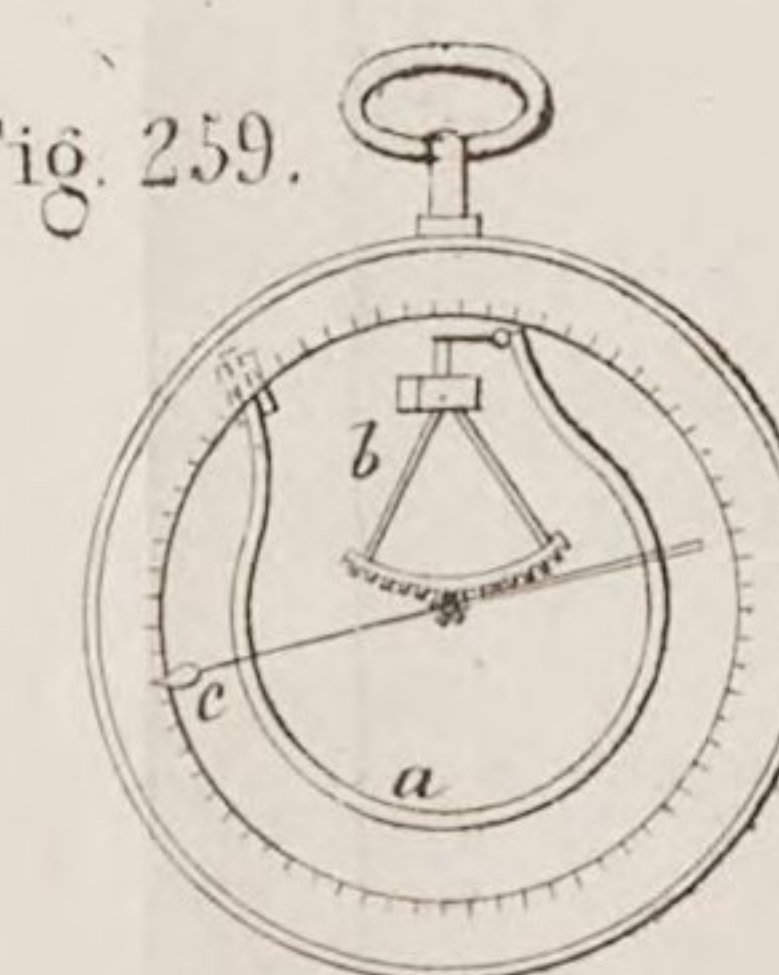


Fig. 260.

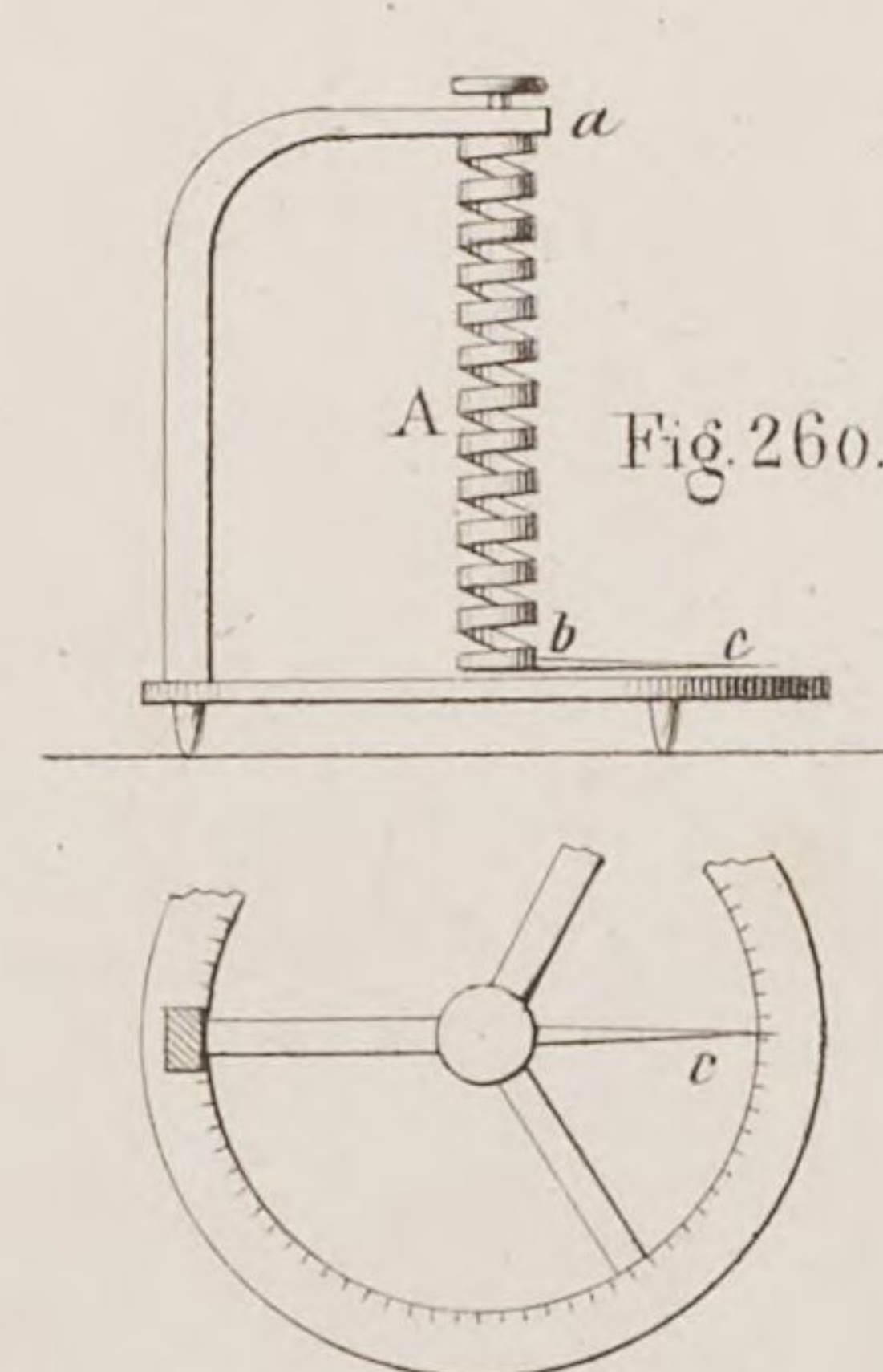


Fig. 261.

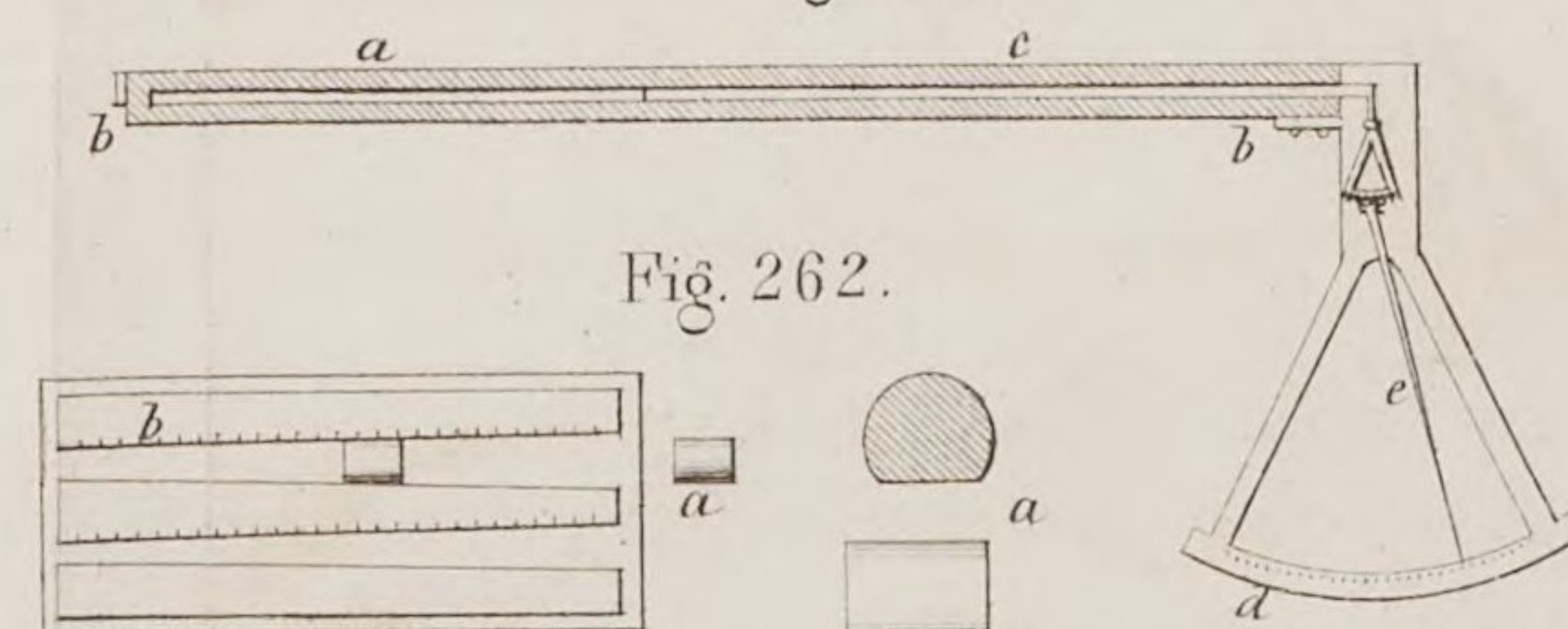


Fig. 262.

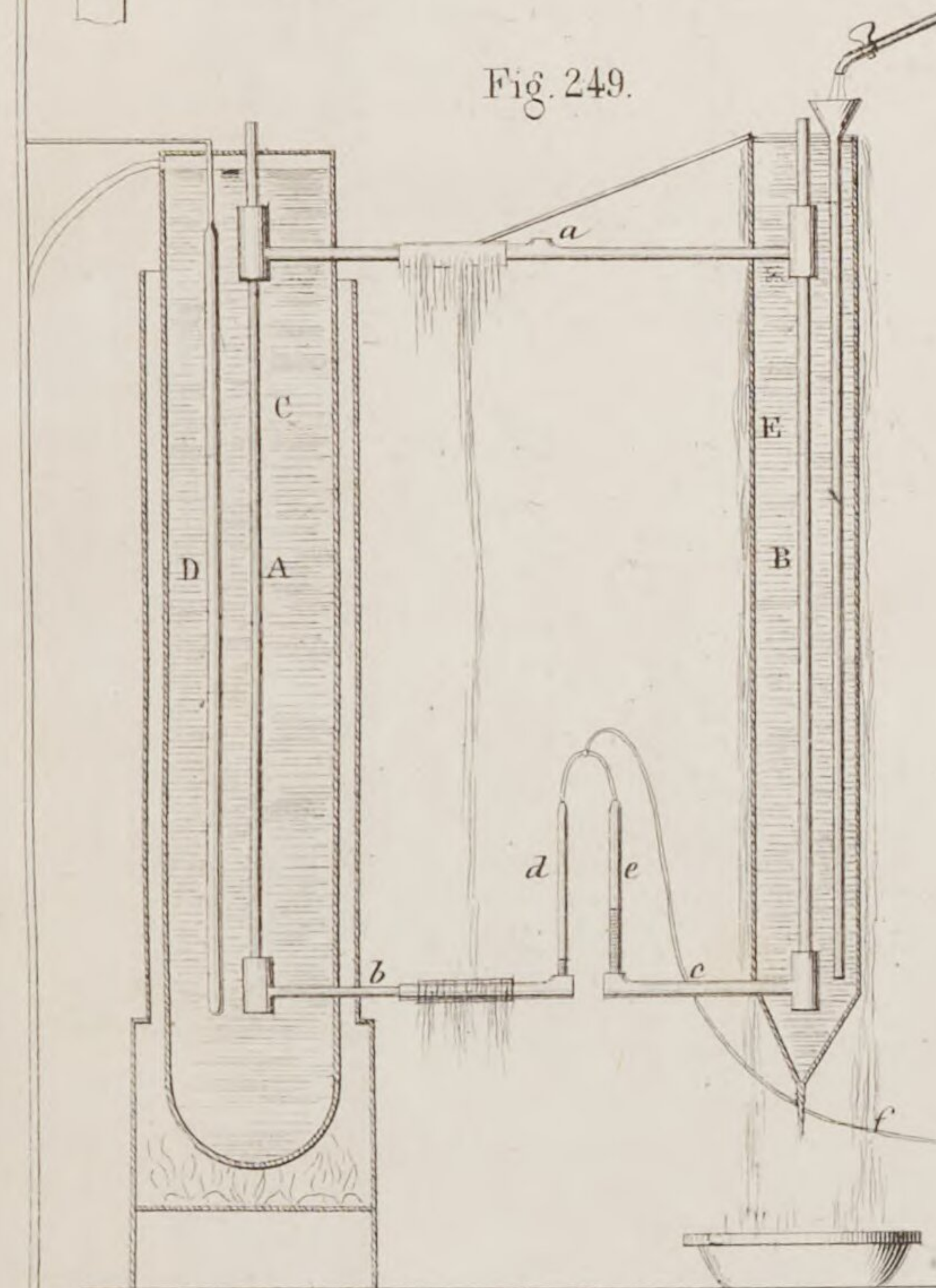
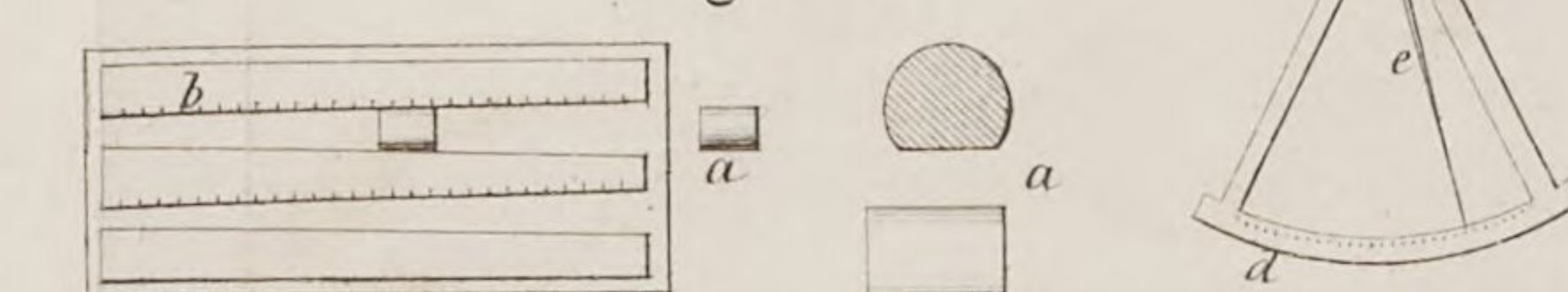
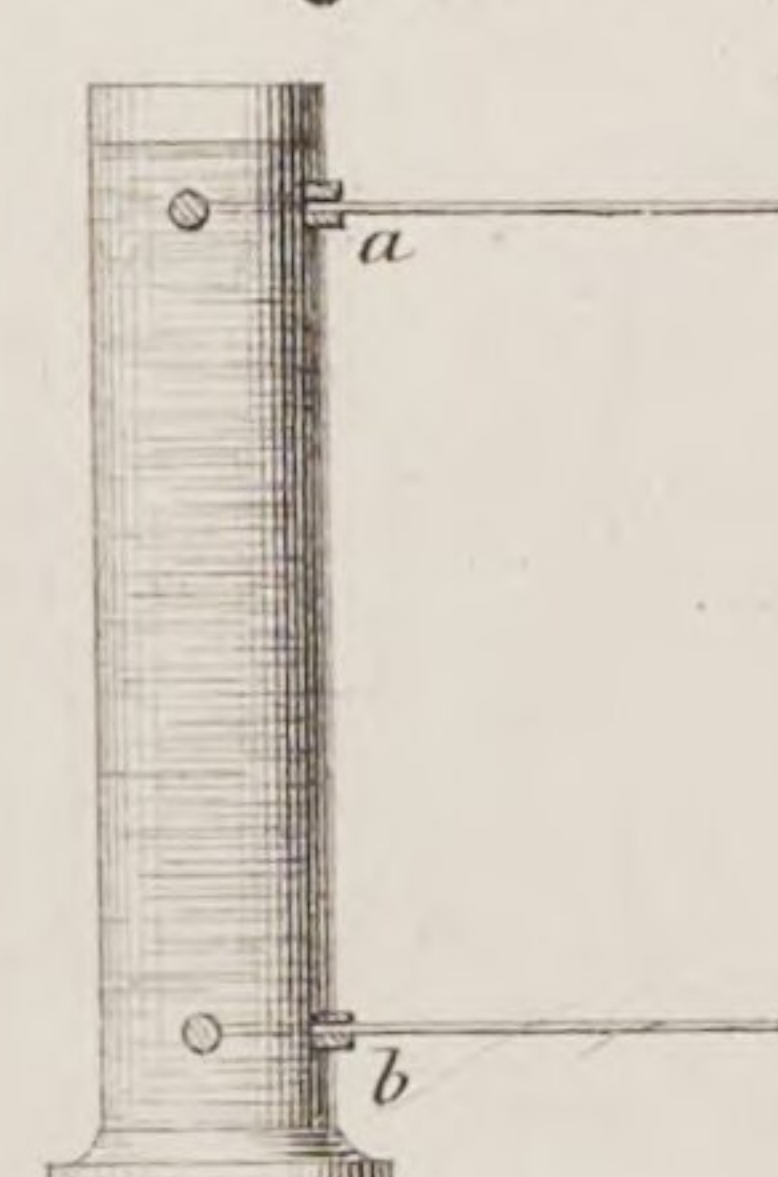
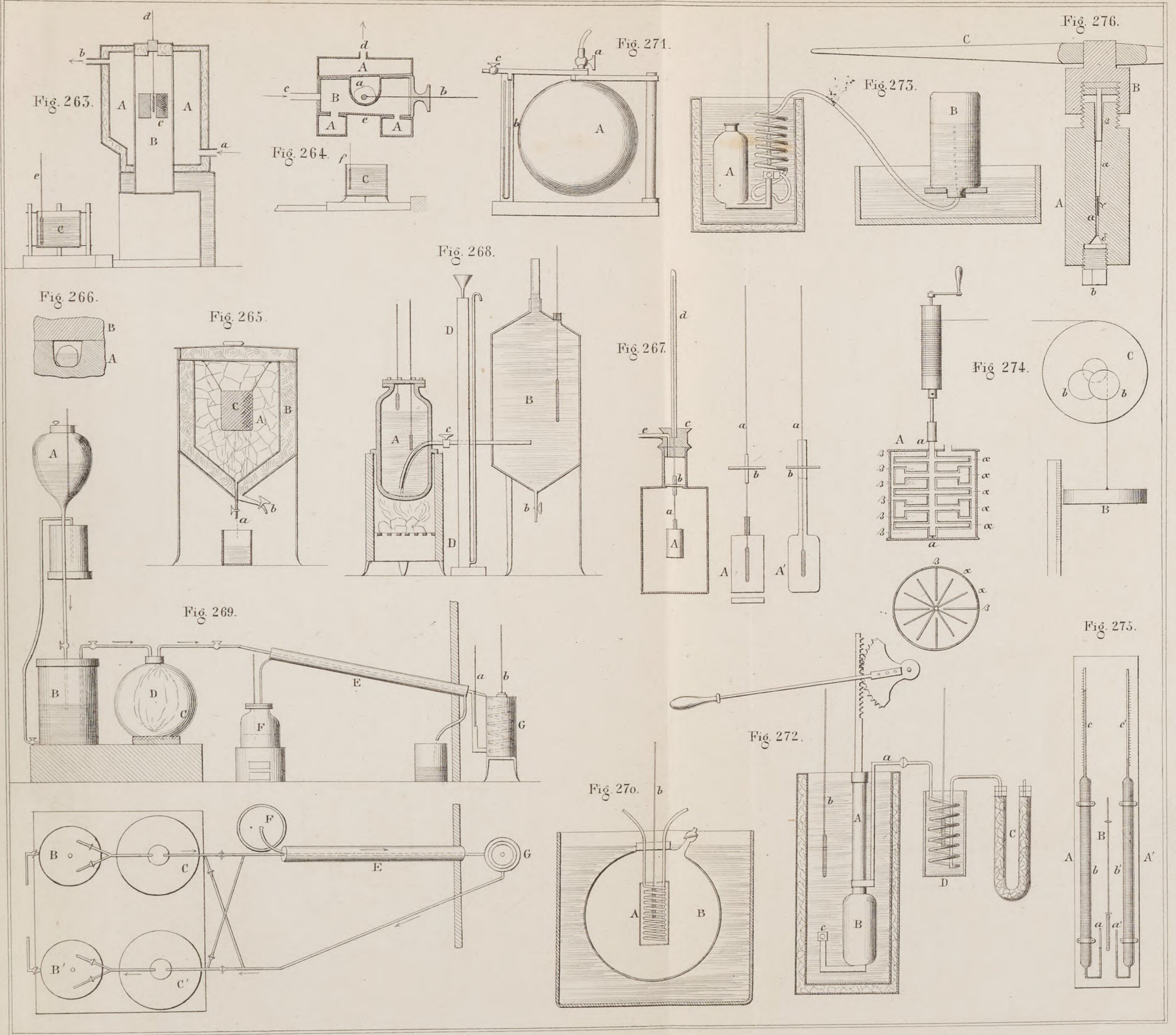


Fig. 248.





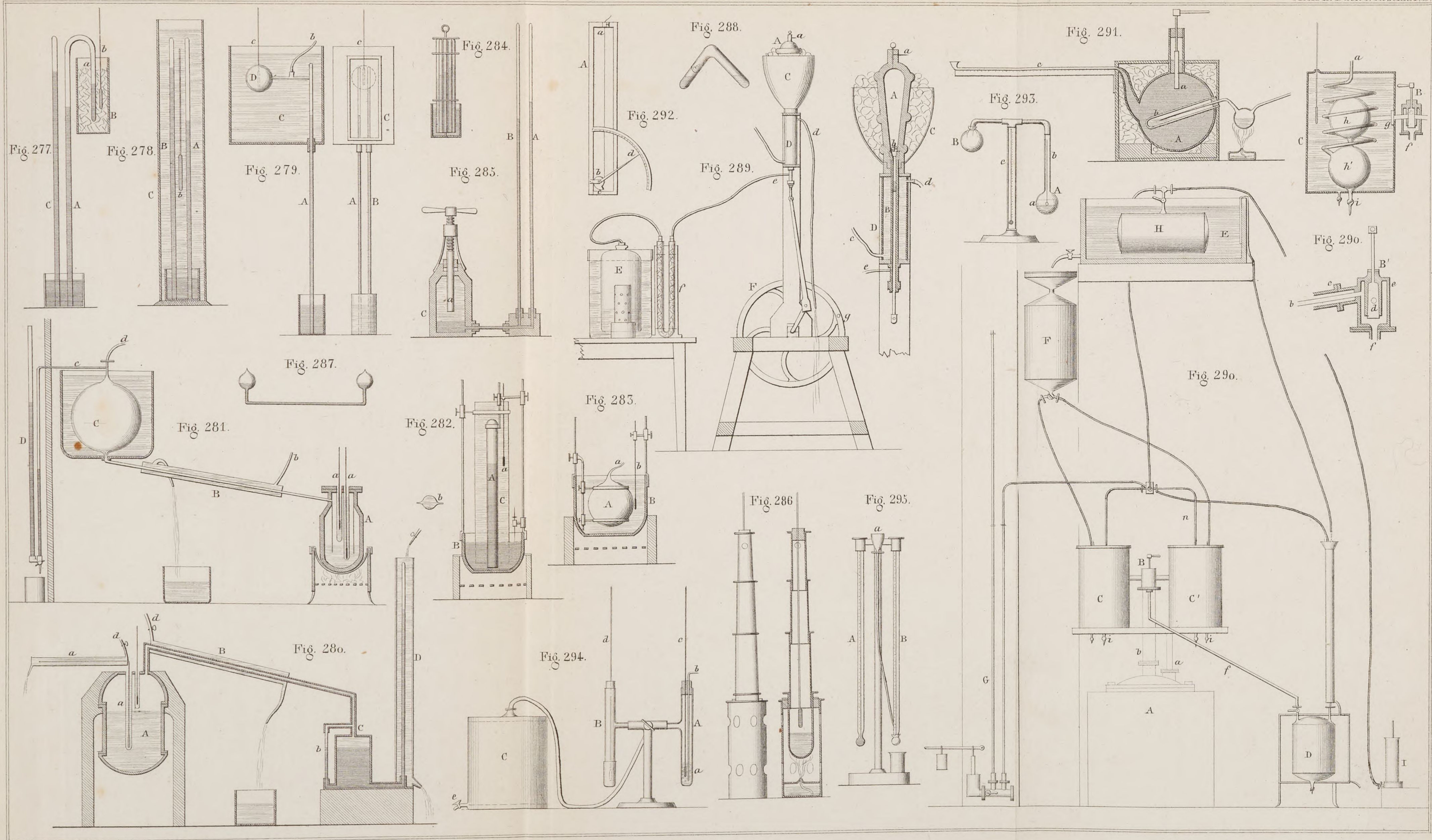


Fig. 296.

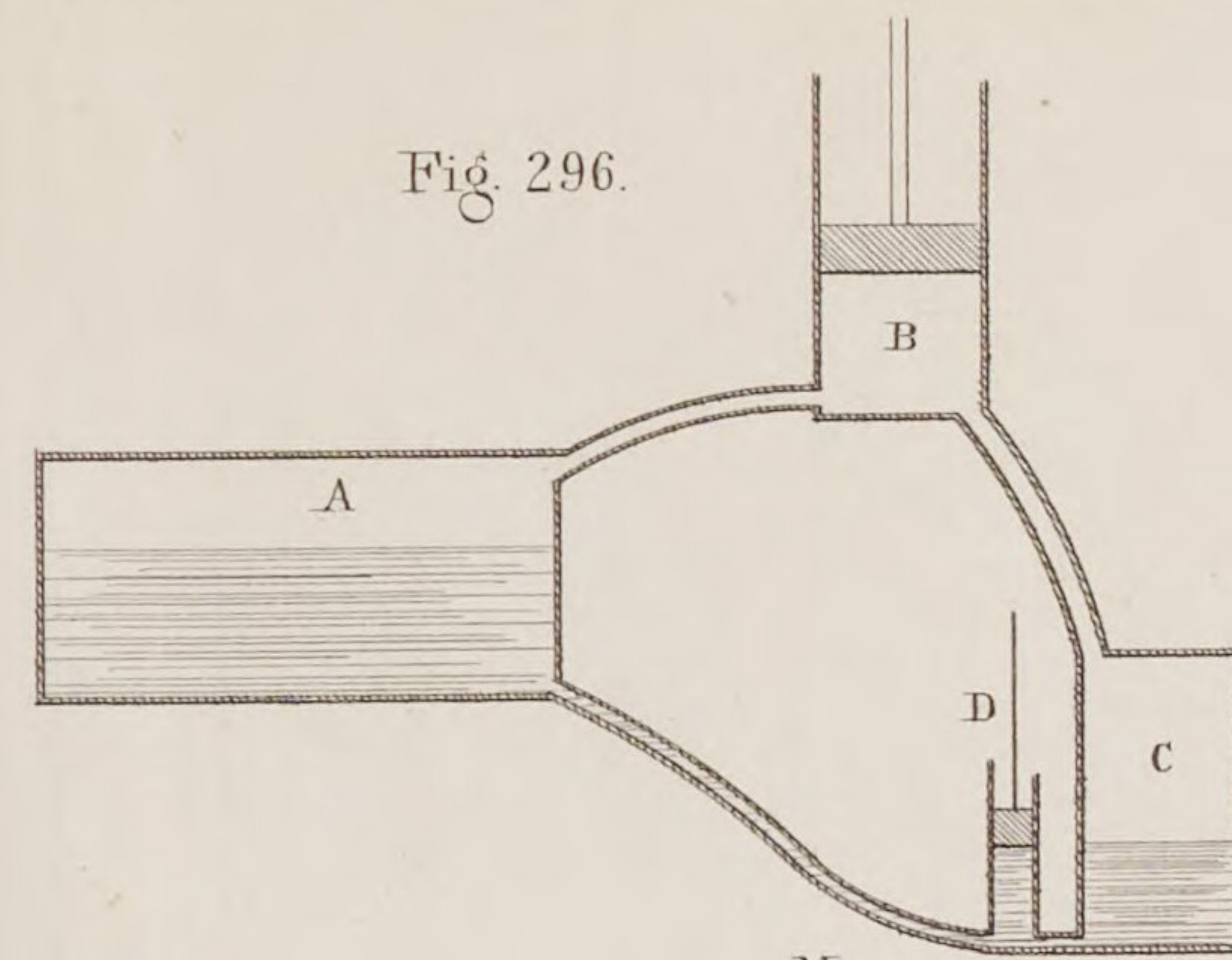


Fig. 299. b.

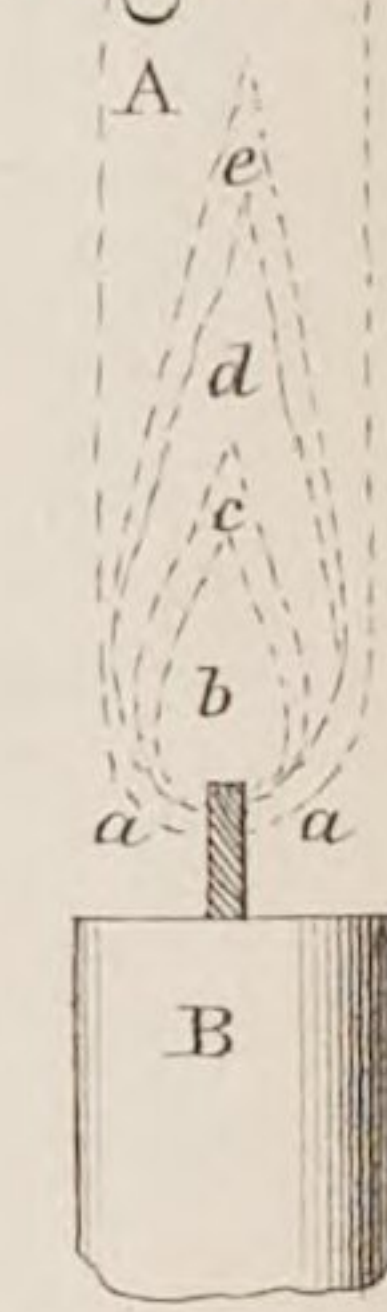


Fig. 300.

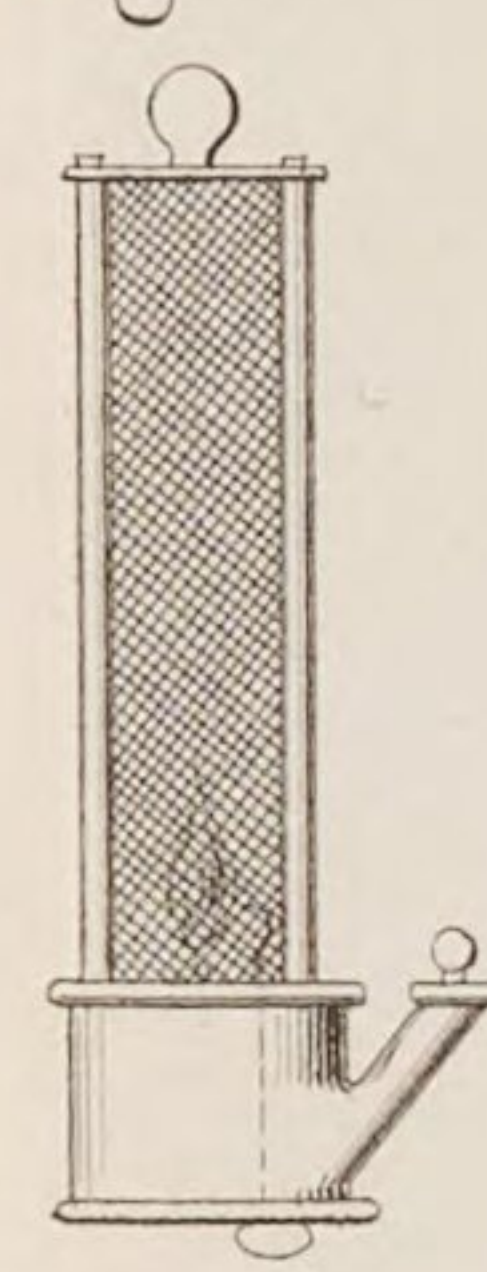


Fig. 301.

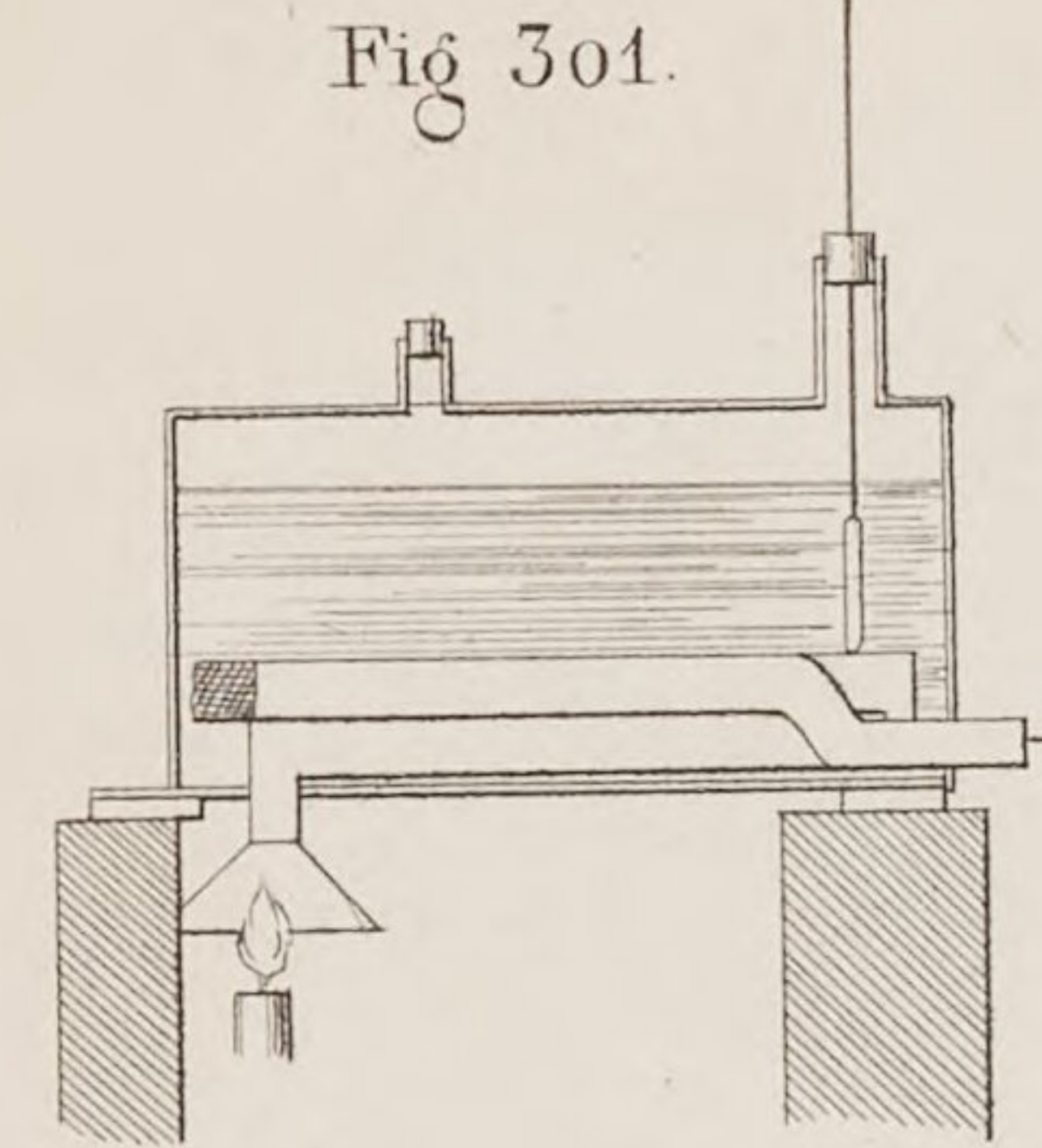


Fig. 302.

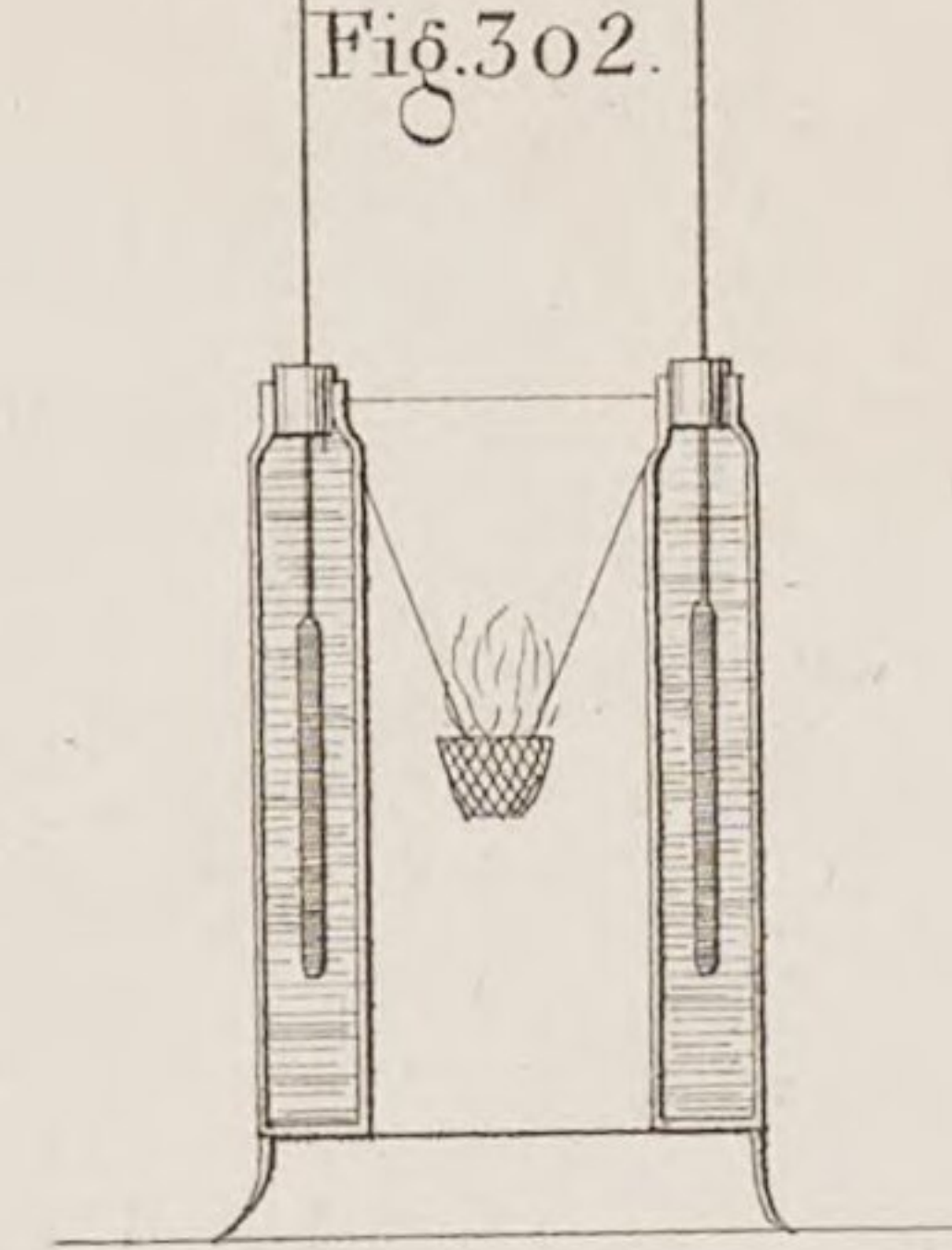


Fig. 303.

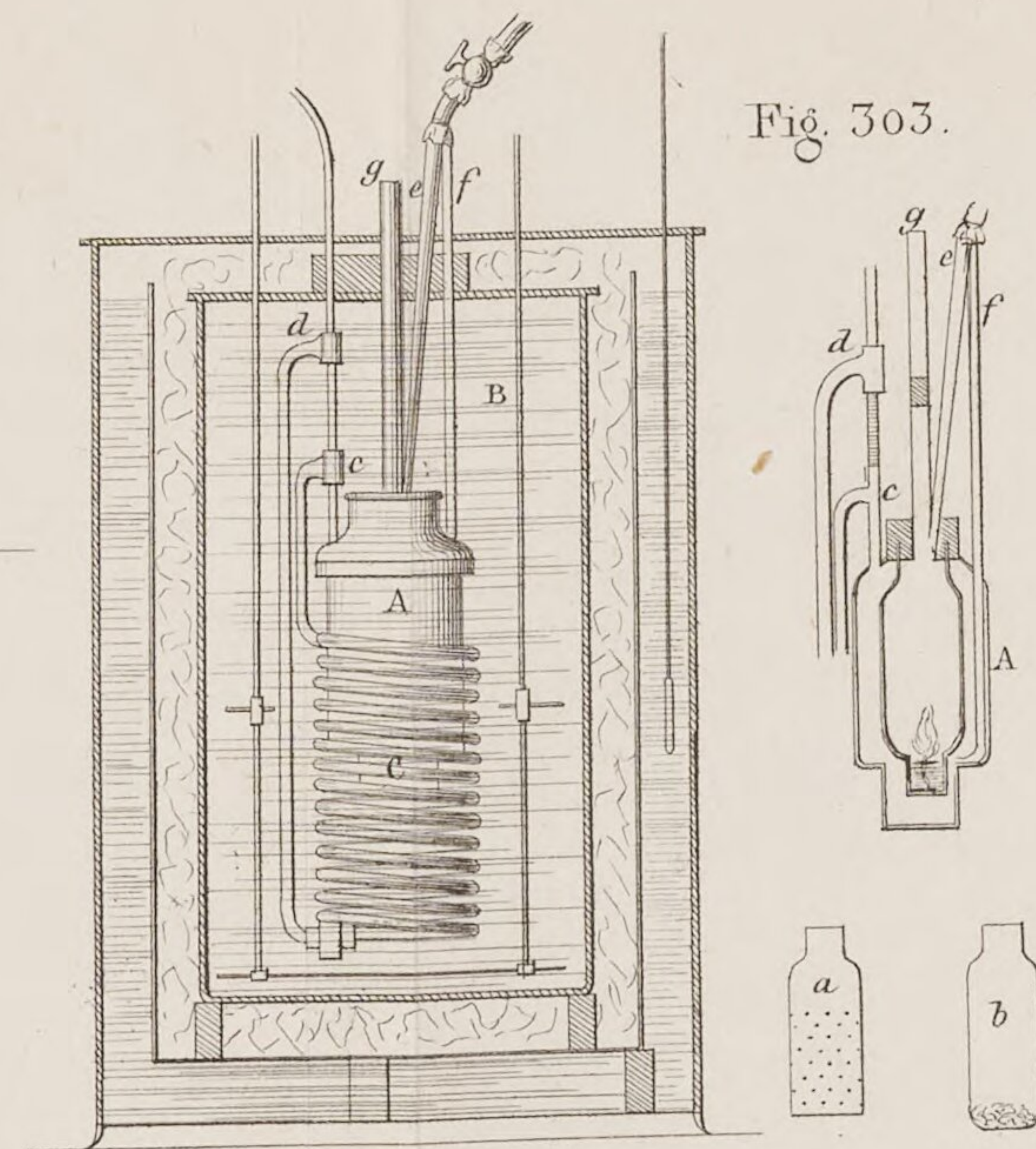


Fig. 297. b.

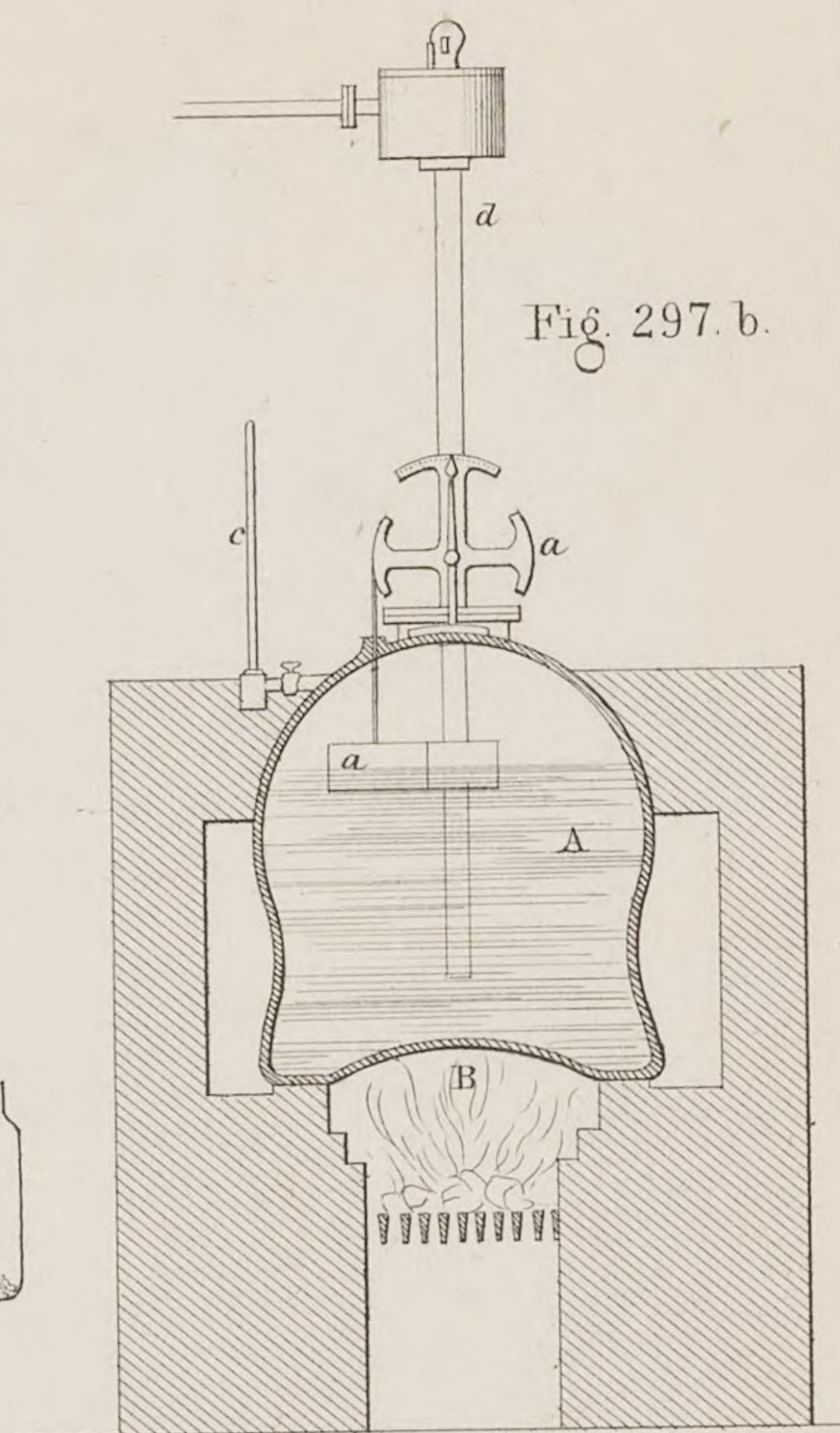


Fig. 297.

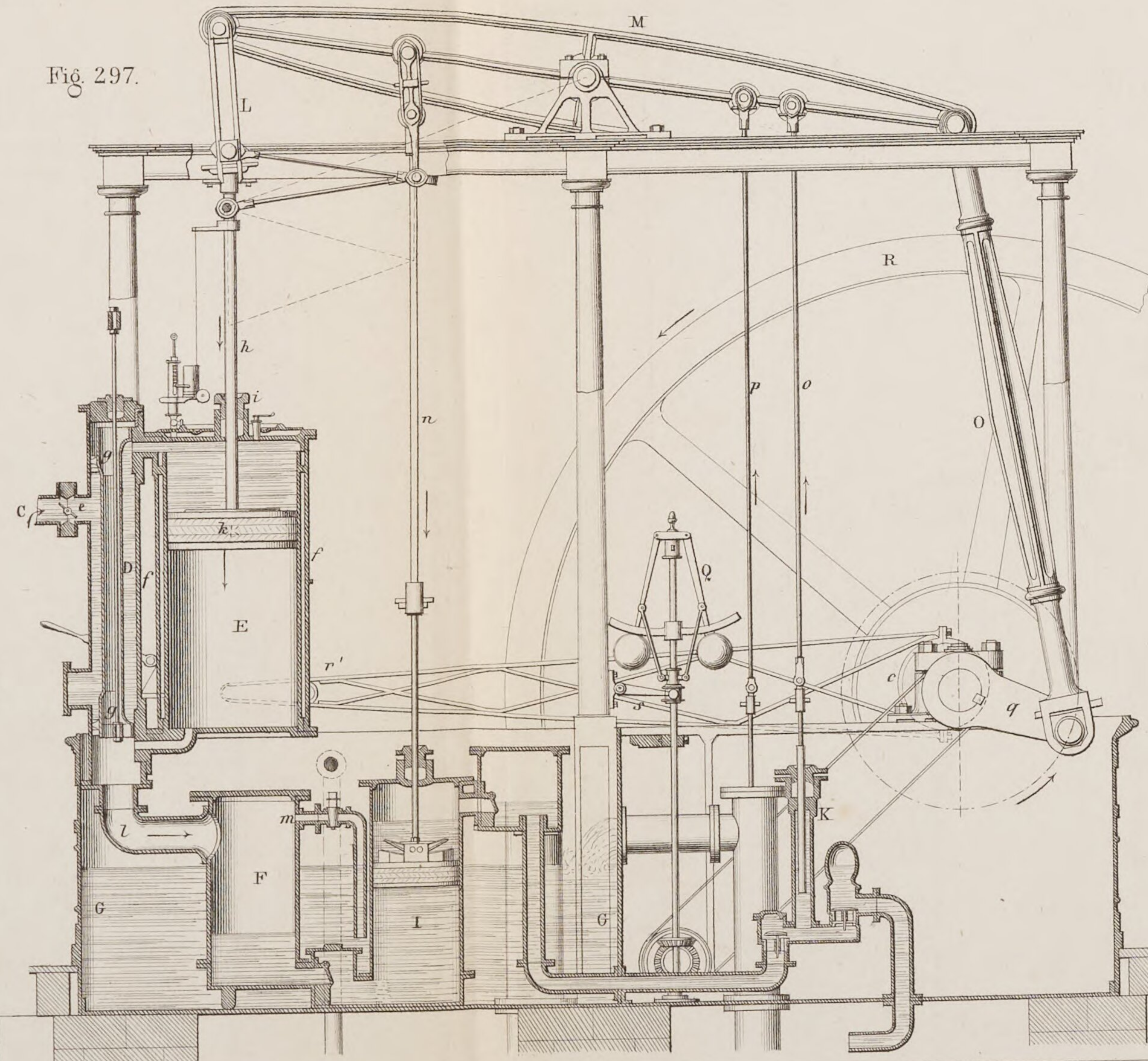
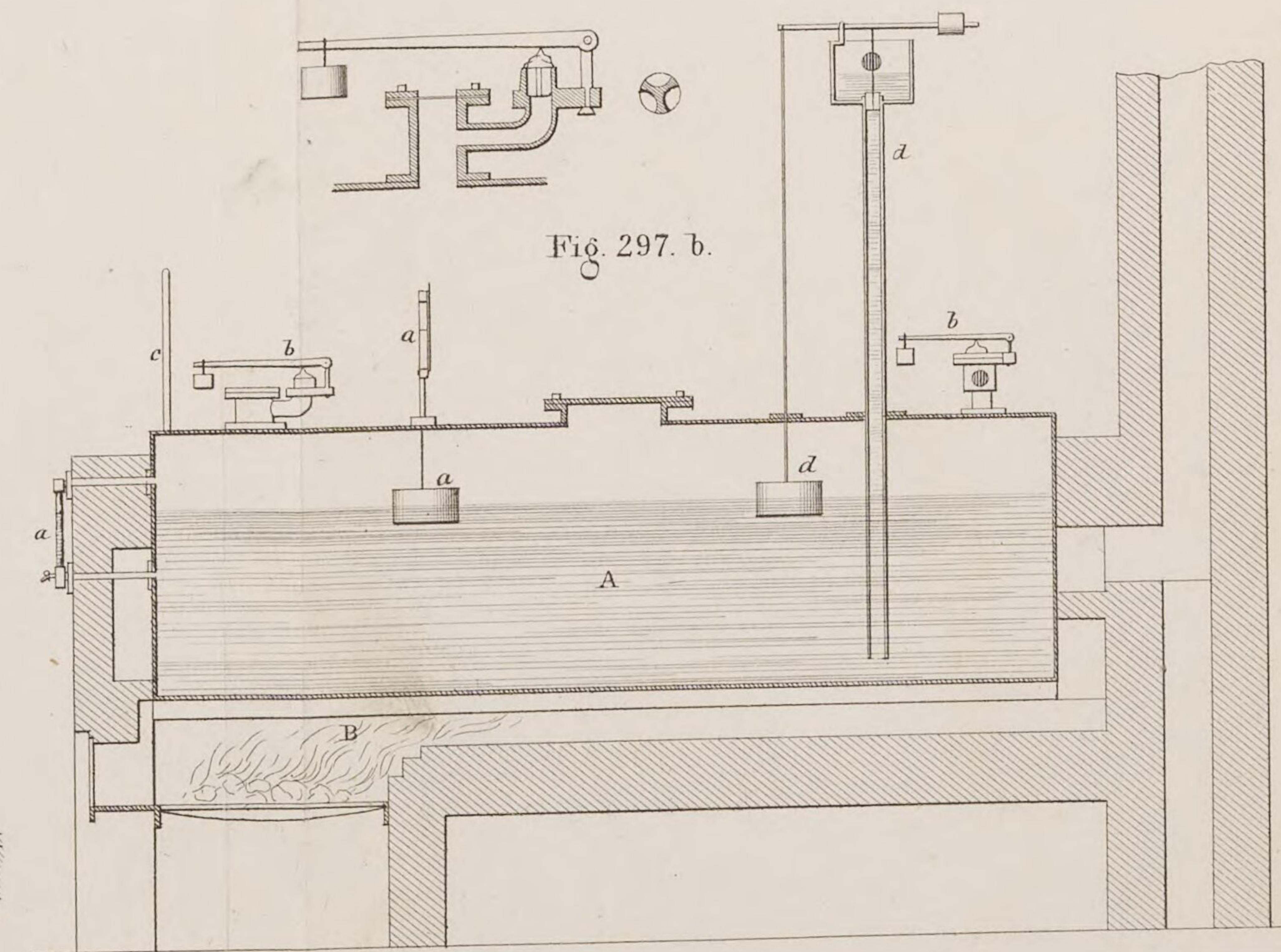


Fig. 297. b.



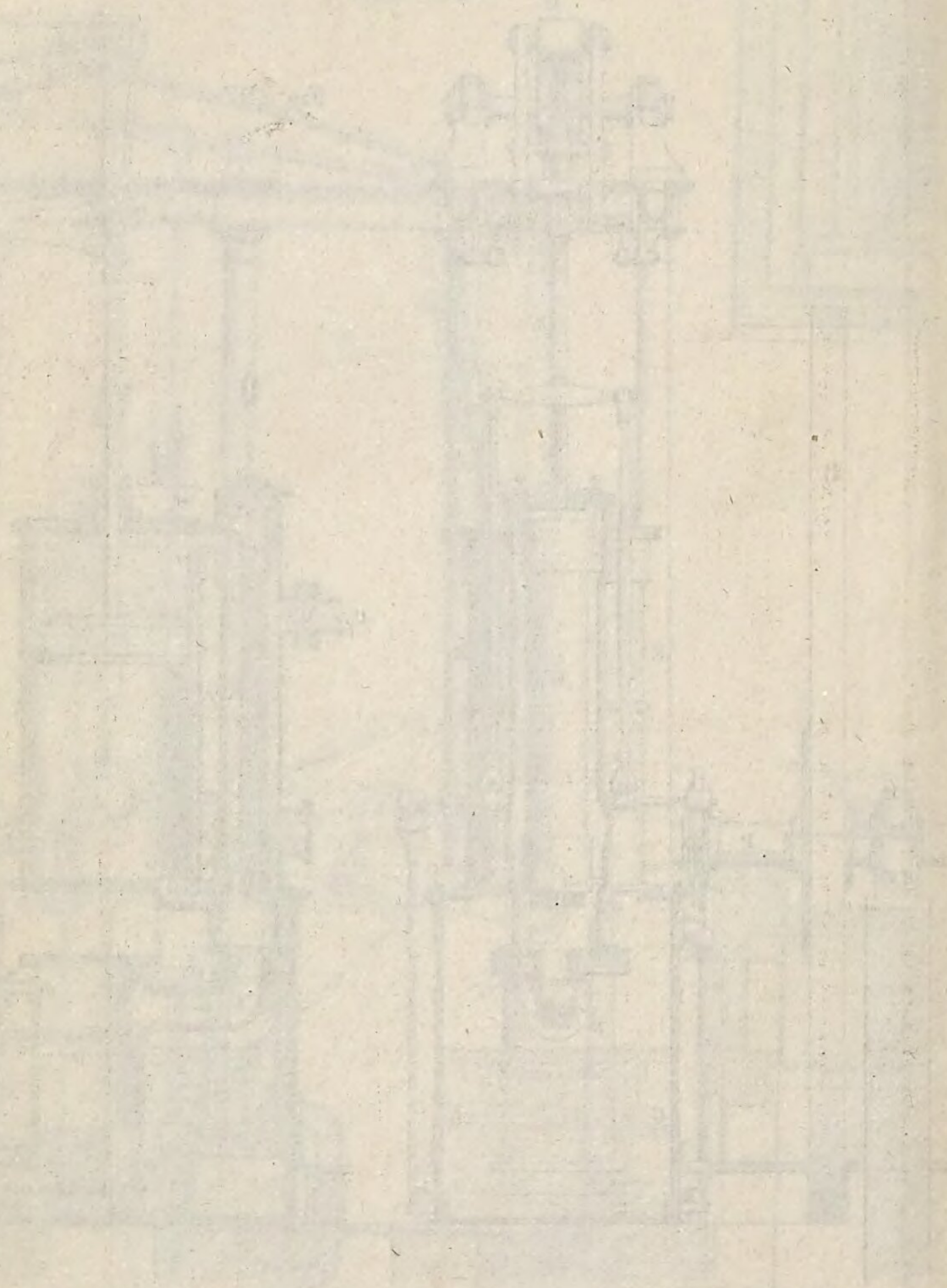
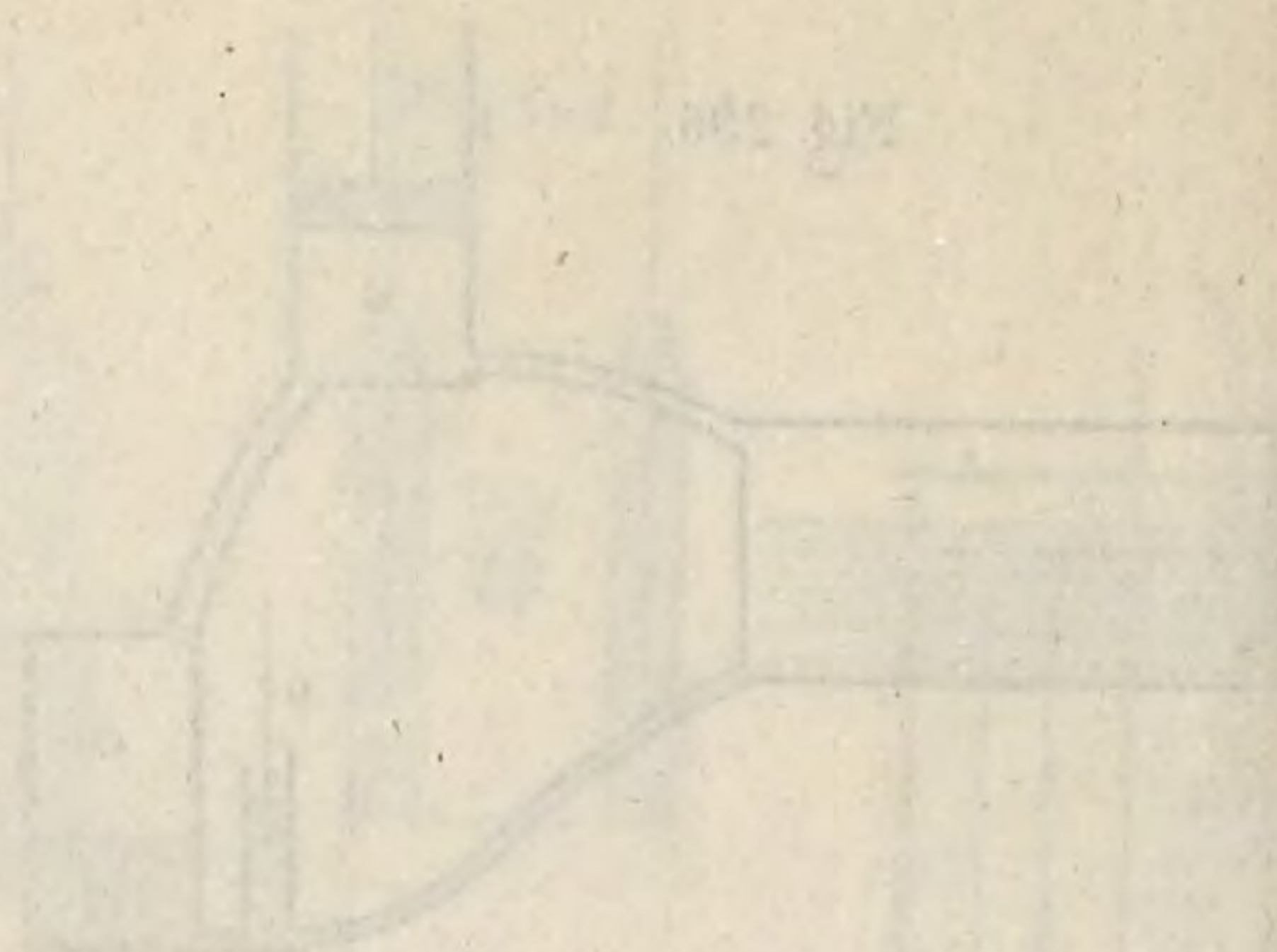


Fig. 298.

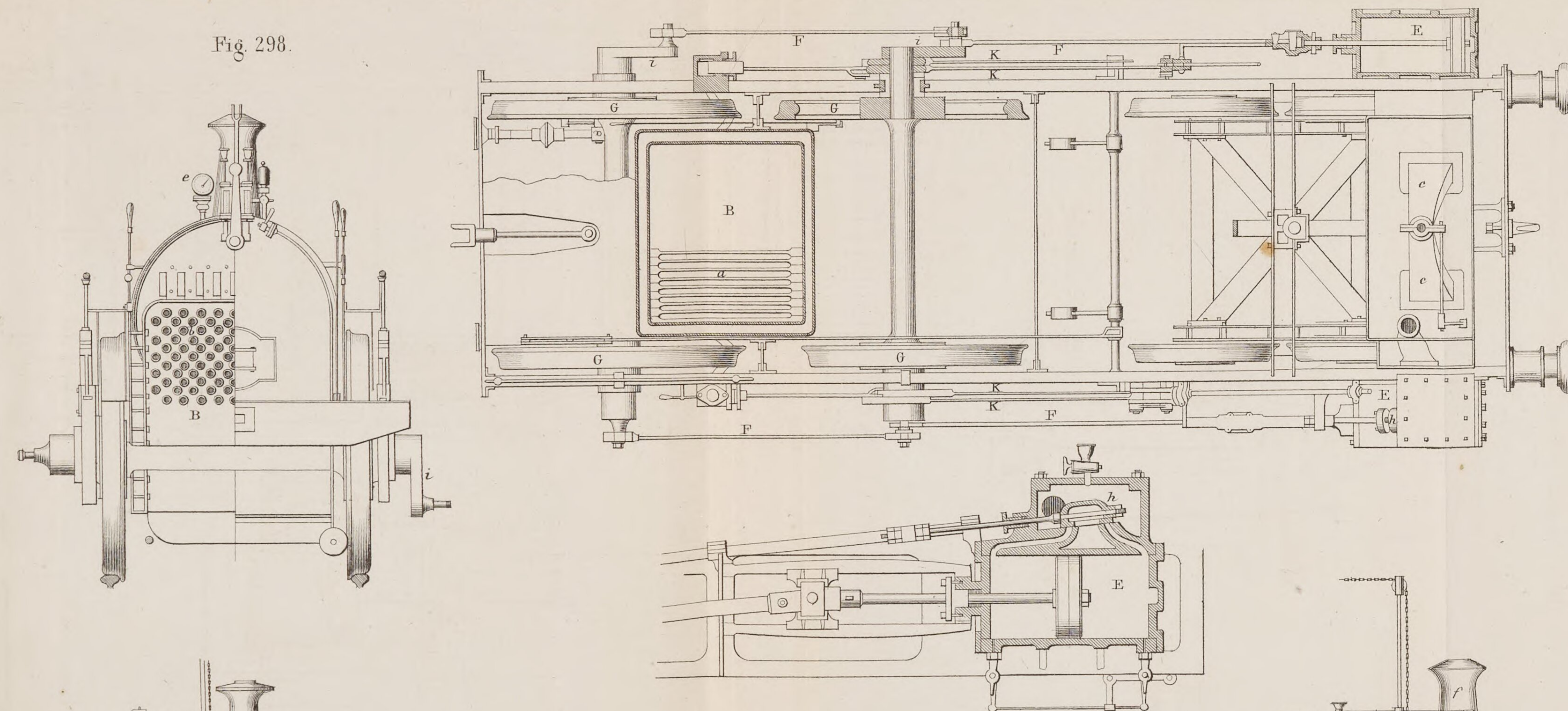
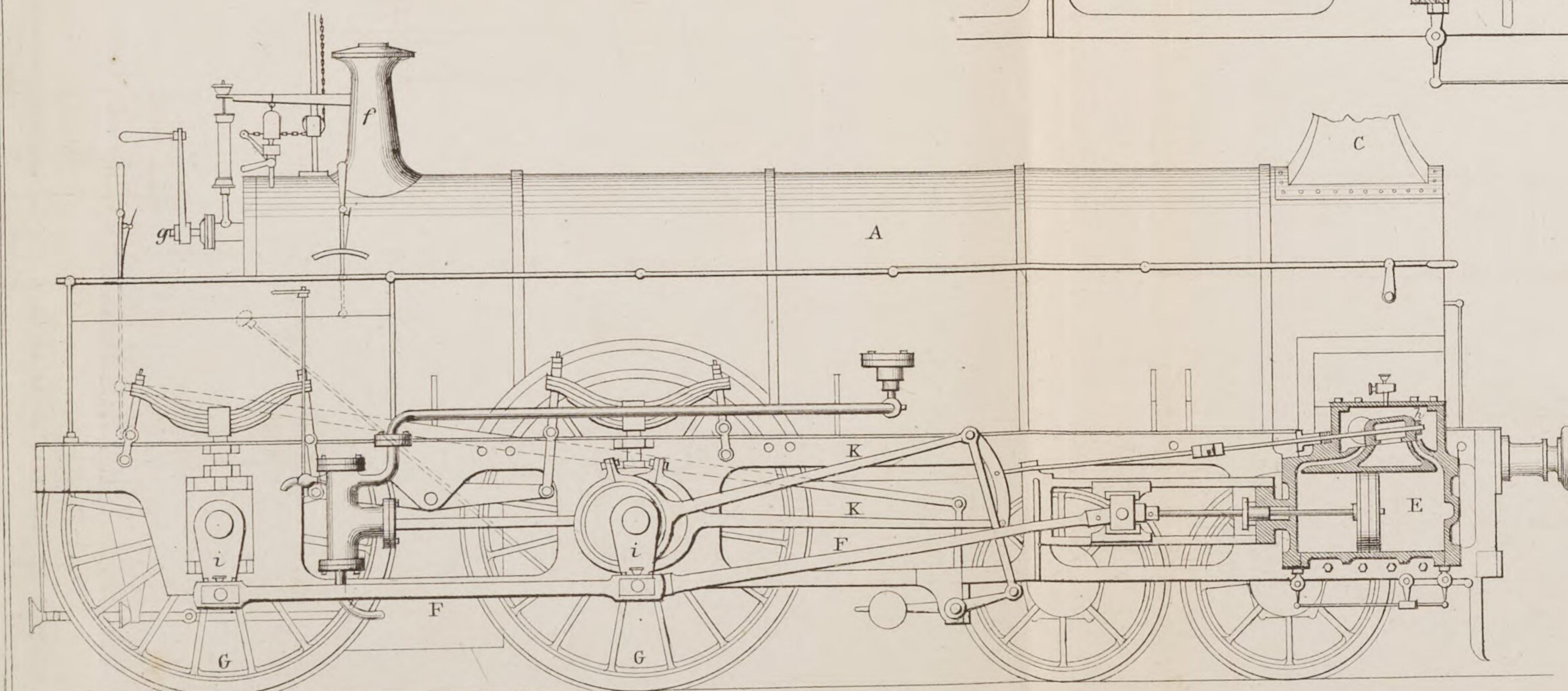
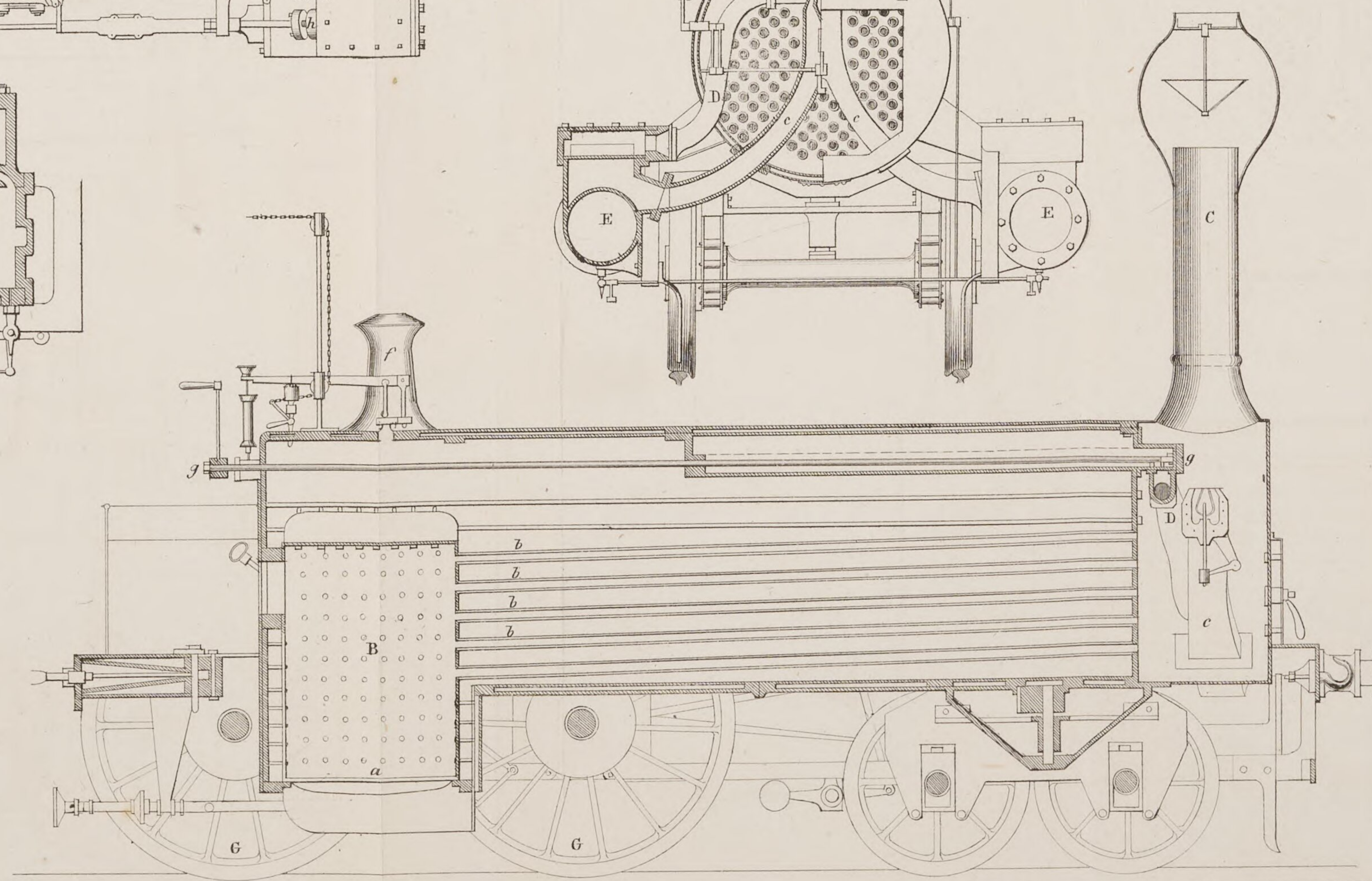
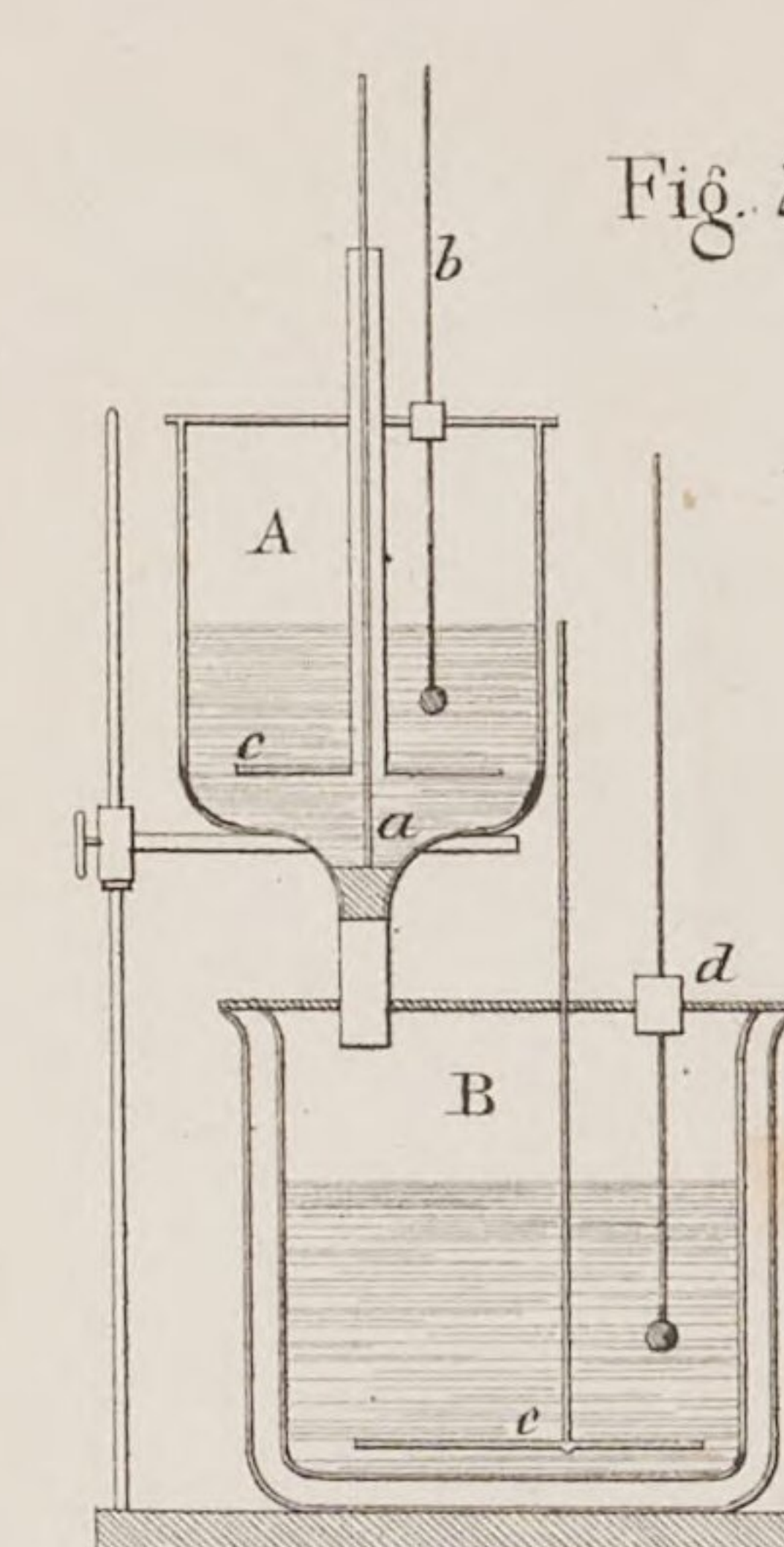
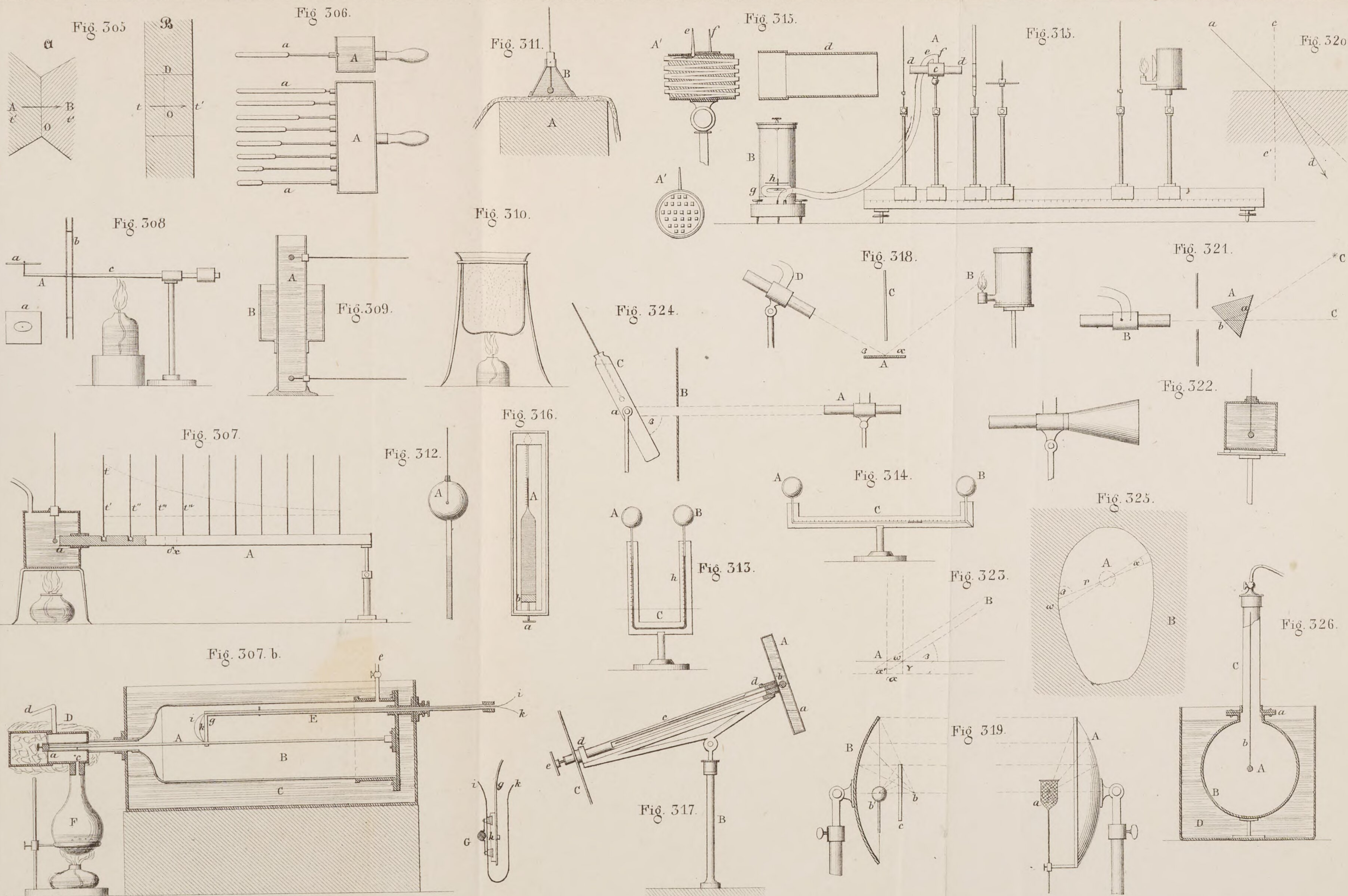


Fig. 299.





Mousson, Albert

Die Physik auf Grundlage der Erfahrung

Bd.: 2[,1]

1860

Bamberg, Staatsbibliothek -- Phys.o.54#2
urn:nbn:de:bvb:12-bsb11763633-4